ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 9 AOUT 1954.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE CAULLERY.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** informe l'Académie qu'à l'occasion de la fête de l'Assomption, la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 18 au lieu du lundi 16.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Observations du champ électrique de l'atmosphère, faites à Monaco pendant l'éclipse partielle du Soleil du 20 juin* 1954. Note de M. **Jules Rouch**.

Les observations du champ électrique de l'atmosphère faites à Monaco pendant l'éclipse du 20 juin 1954 ont donné un champ très fort après le milieu de l'éclipse.

Pendant l'éclipse partielle du Soleil du 20 juin 1954, qui fut visible à Monaco entre 12 h 35 mn et 15 h 5 mn environ (heures civiles) j'ai exécuté une série de mesures de champ électrique de l'atmosphère simultanément à l'aide d'un électromètre bifilaire à lectures directes de Wulf, et d'un électroscope d'Elster et Geitel, avec collecteur de potentiel au radium de forme conique, fabriqué suivant les directives de l'Institut de Physique du Globe de Paris, et supporté par une canne d'ébonite.

Les observations ont été faites toutes les minutes dans les conditions indiquées dans les *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1485.

Le tableau suivant donne la valeur du champ à 70 m d'altitude en volts par mètre toutes les 5 mn, cette valeur étant la moyenne des cinq observations effectuées dans les 5 mn précédentes.

Pendant la durée de l'éclipse le ciel a été complètement pur, sans aucun nuage, le vent faible oscillant entre le Sud-Ouest et l'Ouest force 1 à 2 Beaufort. Ce sont ces conditions atmosphériques particulièrement favorables qui donnent un intérêt à nos observations. Les observations que nous avions faites pendant l'éclipse du 28 avril 1949 (*Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1547) n'avaient pas joui d'un temps aussi favorable.

Jusqu'au milieu de l'éclipse, le champ électrique peut être considéré comme normal. Les valeurs moyennes observées précédemment au même

endroit, et sensiblement à la même heure, sont de 315 V/m en juin, 336 V en juillet, pour une nébulosité égale à 0 (*Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1946).

Heures civiles.	(V/m).		Heures civiles.	(V/m).	
12h10	290		13h40	310	
15	345		45	310	
20	340		50	330	
25	315		55	345	Milieu de l'éclipse
30	315				
35	330	Commencement de l'éclipse	14h00	330	
			05	450	
40	280		10	550	
45	260		15	660	
50	180		20	660	
55	195		25	580	
13h00	200		30	565	
05	290		35	545	
10	305		40	475	
15	370		45	465	
20	310		50	420	
25	310		55	365	
30	340		15h00	400	
35	340		05	360	Fin de l'éclipse

Après le milieu de l'éclipse, le champ a une poussée très forte dépassant pendant 30 mn 500 V/m, et atteignant plus de 600 V pendant 10 mn.

Il serait intéressant de comparer ces résultats à d'autres observations du même genre faites pendant l'éclipse.

CORRESPONDANCE.

La **Société italienne de physique** invite l'Académie à se faire représenter à une cérémonie organisée en l'honneur du Centenaire de la mort de *Macedonio Melloni* Correspondant de l'Académie, qui aura lieu, à Parme, le 5 septembre 1954.

THÉORIE DES GROUPES. — *Étude géométrique d'une classe d'espaces homogènes.* Note de M. **Jacques Tits**, présentée par M. Jean Leray.

On définit, pour une classe donnée d'espaces homogènes, des « Π'-plans » qui généralisent les variétés linéaires des espaces projectifs, et on énonce à leur sujet une série de propositions, concernant notamment leurs relations d'inclusion et d'intersection, qui redonnent dans le cas particulier des espaces projectifs les principales propriétés d'inclusion des variétés linéaires.

1. Soient G un groupe de Lie complexe semi-simple connexe, $\overline{G}$ son algèbre de Lie, $\overline{C}$ une sous-algèbre de Cartan, $\Sigma = \{\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_r\}$ un système de

racines simples de $\overline{G}$ et Π, Π', Π'', etc. des parties de Σ (c'est-à-dire des ensembles de racines appartenant à Σ). Quel que soit $\Pi \subseteq \Sigma$, nous appellerons $\overline{G}(\Pi)$ la sous-algèbre de $\overline{G}$ engendrée par $\overline{C}$ et par les vecteurs propres e_α correspondant aux racines $\alpha = \Sigma k_i \alpha_i$ (k_i entiers) telles que $k_i \geq 0$ pour tout $\alpha_i \in \Pi$, $G(\Pi)$ le sous-groupe connexe de G engendré par $\overline{G}(\Pi)$, $G[\Pi]$ l'espace homogène $G/G(\Pi)$ et $p(\Pi)$ le point de $G[\Pi]$ représentant $G(\Pi)$.

L'espace $G[\Pi]$ *est entièrement déterminé par* $\overline{G}$ *et* Π. Les espaces $G[\Pi]$ définis à partir des divers groupes G et des divers ensembles de racines Π seront nommés R-*espaces*. A tout R-espace $G[\Pi]$ nous associerons le schéma obtenu à partir de la figure de Schläfli de Σ en y marquant d'un ● les sommets représentant les racines simples appartenant à Π; ainsi les schémas ●—·—·—· et ●—·—|—· représentent respectivement un espace projectif à quatre dimensions et une hyperquadrique à huit dimensions. Deux R-espaces sont isomorphes si et seulement si leurs schémas diffèrent seulement par des composantes connexes dont aucun sommet n'est marqué.

Nous dirons que Π'' sépare Π et Π', et nous écrirons $\Pi|\Pi''|\Pi'$, si aucune composante connexe de la figure de Schläfli du complémentaire de Π'' dans Σ ne contient simultanément des racines simples appartenant à Π et des racines simples appartenant à Π'. La plus petite partie Π'' de Π' telle que $\Pi|\Pi''|\Pi'$ sera nommée $\Pi' \bmod \Pi$; si $\Pi' = \Pi' \bmod \Pi$, Π' sera dit réduit $\bmod \Pi$.

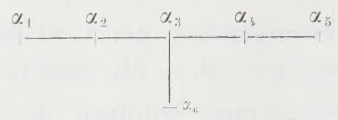
Nous dirons encore qu'un point de $G[\Pi]$ et un point de $G[\Pi']$ sont incidents s'ils sont transformés des points $p(\Pi)$ et $p(\Pi')$ par un même élément de G, et nous appellerons Π'-plan de $G[\Pi]$ le lieu des points de $G[\Pi]$ qui sont incidents à un point donné de $G[\Pi']$. Les Π'-plans de $G[\Pi]$ ne dépendent que de $\Pi'' = \Pi' \bmod \Pi$ et si $\Pi'' = \Pi'$, la correspondance entre les points de $G[\Pi']$ et les Π'-plans de $G[\Pi]$ est biunivoque; dans ce cas, $G[\Pi']$ peut donc être interprété géométriquement comme l'espace des Π'-plans de $G[\Pi]$.

2. *Propriétés des* Π'-*plans*. — 2.1. Soient ϖ un Π'-plan donné de $G[\Pi]$. Le sous-groupe des éléments de G qui conservent ϖ induit sur ϖ un groupe transitif de transformations; ϖ est donc lui-même un espace homogène. *Considéré de ce point de vue,* ϖ *est un* R-*espace et son schéma s'obtient en retirant du schéma de* $G[\Pi]$ *les sommets appartenant à* Π'.

2.2. *Soient* Π' *et* Π'' *réduits mod* Π. *La condition nécessaire et suffisante pour qu'un* Π'-*plan de* $G[\Pi]$ *puisse contenir un* Π''-*plan est* $\Pi|\Pi''|\Pi'$. *Lorsqu'elle est remplie, un point* p' *de* $G[\Pi']$ *et un point* p'' *de* $G[\Pi'']$ *sont incidents si et seulement si le* Π'-*plan* ϖ' *et le* Π''-*plan* ϖ'' *de* $G[\Pi]$ *qu'ils représentent respectivement sont incidents au sens usuel (c'est-à-dire si* $\varpi' \supset \varpi''$); *de plus, les* Π''-*plans contenus dans un* Π'-*plan donné* ϖ' *sont les* Π'''-*plans de* ϖ' (*cette expression a un sens en vertu de* 2.1), *où* Π''' *s'obtient en retirant de* Π'' *l'intersection* $\Pi' \cap \Pi''$.

2.3. *Si un* Π'-*plan donné* ϖ' *et un* Π''-*plan donné* ϖ'' *de* $G[\Pi]$ *se coupent, leur intersection est un* Π'''-*plan, où* Π''' *dépend des* ϖ' *et* ϖ'' *envisagés.*

3. *Applications.* — Soit par exemple $\overline{G} = E_6$, les α_i étant numérotés comme suit :



L'espace $E = G[\alpha_1]$ a 16 dimensions ; c'est le « complexifié » du plan projectif des octaves de Cayley. Nous énoncerons à présent quelques propriétés de E qui sont conséquences immédiates des propositions du n° 2 ; nous ferons usage de la notation abrégée suivante : V_i = variété linéaire à i dimensions. Les α_5-plans de E sont des hyperquadriques Q_8 à 8 dimensions. Les Π'-plans, avec $\Pi' = \{\alpha_2\}$, $\{\alpha_3\}$, $\{\alpha_4, \alpha_6\}$, $\{\alpha_4\}$, $\{\alpha_5, \alpha_6\}$, sont respectivement les V_1, les V_2, les V_3 et les V_4 des deux modes, soient V_4''' et V_4^{μ}, de ces Q_8. Deux α_5-plans distincts quelconques se coupent suivant un point, une V_1, une V_2, une V_3 ou une V_4'''. L'espace des α_5-plans qui passent par un point (resp. une V_1, une V_2, une V_3, une V_4''') donné est isomorphe à une hyperquadrique à 8 dimensions (resp. un espace projectif à 4, 2, 1, 1 dimensions). Les α_6-plans sont des espaces projectifs à 5 dimensions. Si un α_6-plan donné rencontre un α_5-plan donné, il le coupe suivant une droite (V_1) ou une V_4, etc. De nombreux problèmes relatifs à la géométrie de E peuvent ainsi être ramenés à des problèmes concernant des espaces plus simples (espaces projectifs, hyperquadriques, etc.).

On peut étudier de façon analogue les autres R-espaces de E_6, ainsi que les R-espaces des autres groupes exceptionnels.

THÉORIE DES CORPS VALUÉS. — *Prolongement analytique dans les corps valués complets : éléments analytiques, préliminaires du théorème d'unicité.* Note de M. **Marc Krasner**, présentée par M. Paul Montel.

On sait que la méthode ordinaire de prolongement analytique est illusoire dans les corps valués ([1]) complets, les développements de Taylor ne permettant pas de sortir du cercle de convergence. Une autre méthode d'un tel prolongement, à l'aide des limites des suites de fractions convergeant uniformément sur les domaines quasi connexes ([2]) des corps algébriquement fermés, est énoncée dans la présente Note.

Soient K un corps valué complet algébriquement fermé, $K' = K \cup \{\infty^*\}$ son « corps projectivisé » ([2]), D un domaine quasi connexe de K'. Une fonction $f(x)$, définie sur D et à valeurs dans K, sera dite un *élément analytique de* K de *support* D s'il existe une suite $f_1(x)$, $f_2(x)$, ..., $f_n(x)$, ... de fonctions rationnelles à coefficients dans K et sans pôles dans D, qui converge *unifor-*

([1]) Le terme *corps valué* est employé dans le sens de *corps valué non-archimédien de rang* 1 de certains auteurs.

([2]) *Voir* ma Note précédente des *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2385. Ces ensembles sont analogues, du point de vue de prolongement analytique, aux domaines ouverts connexes du plan complexe.

mément vers $f(x)$ *sur* D. [On voit facilement qu'on ne change pas la notion d'élément analytique si l'on assujettit la suite précédente des $f_n(x)$ à la condition plus faible suivante : pour tout $\varepsilon > 0$, il existe un indice $n(\varepsilon)$ tel que, pour tout $n \geq n(\varepsilon)$ et pour tout $x \in D$, qui n'est pas un pôle de $f_n(x)$, on ait $|f(x) - f_n(x)| < \varepsilon$ et $f(x) = \lim f_n(x)$ partout sur D; en effet, si $m \geq n(\varepsilon)$ et $n \geq n(\varepsilon)$, $f_n(x)$ ne peut avoir d'autres pôles dans D que ceux de $f_m(x)$, car si π était un tel pôle, on aurait pu l'entourer d'un cercle $|x - \pi| \leq l$ de rayon l assez petit pour qu'il ne contienne aucun pôle de $f_m(x)$. Alors, $|f_m(x)|$ a une borne supérieure B sur ce cercle et on y a $|f(x)| \leq \text{Max}(B, \varepsilon)$. Mais, puisque π est un pôle de $f_n(x)$, il existe un x appartenant à ce cercle, sans être un pôle de $f_n(x)$, et tel que $|f_n(x)| > \text{Max}(B, \varepsilon)$. On a donc $|f_n(x)| > |f(x)|$, d'où $|f(x) - f_n(x)| = |f_n(x)| > \varepsilon$, contre l'hypothèse. Donc, par symétrie, tous les $f_n(x)$, $n \geq n(\varepsilon)$, ont les mêmes pôles dans D, et, si π en est un, il est impossible que $f_n(\pi) = f(\pi)$. Il n'en existe donc pas, et, en supprimant dans la suite donnée un nombre fini de termes, on obtient une suite des $f_n(x)$ sans pôles dans D, qui y converge uniformément vers $f(x)$]. Si k est un sous-corps de K, $f(x)$ est dite un *k-élément analytique de* K quand on peut choisir la suite des $f_n(x)$ de manière que les coefficients appartiennent à k.

Théorème d'unicité. — *Deux éléments analytiques $f(x)$ et $f^*(x)$ de* K *à supports non disjoints* D *et* D^* *coïncident sur* $D \cap D^*$ *si leurs valeurs sont égales sur un sous-ensemble de* $D \cap D^*$, *ayant un point limite dans* $D \cap D^*$.

Ce théorème équivaut à son cas particulier $D^* = K'$, $f^*(x) = 0$, autrement dit à la proposition : *un élément analytique est identiquement nul sur son support* D *s'il l'est sur un* $\Delta \subseteq D^*$ *ayant un point limite* $\in D$. En effet, $f(x) - f^*(x)$ est définie sur $D \cap D^*$ et y est la limite uniforme de la différence des suites de fractions rationnelles, qui y convergent uniformément vers $f(x)$ et $f^*(x)$. Comme $D \cap D^*$ est quasi-connexe ([2]), cette fonction est un élément analytique de K avec ce support et satisfait aux hypothèses de l'énoncé considéré. Si cet énoncé est prouvé, $f(x) - f^*(x)$ est identiquement nulle sur $D \cap D^*$, et l'on y a $f(x) = f^*(x)$.

En vue de la démonstration de cette proposition, je vais rappeler quelques résultats connus ([3]), sur les séries de Taylor dans les corps valués complets et introduire quelques notions. Soit K un corps valué complet, $\mathfrak{k}$ sa fermeture algébrique valuée, $g(x) = \Sigma a_i x^i$ $(i = 0, 1, 2, \ldots)$ une série de Taylor à coefficients dans K. Si $x \in K$ appartient au cercle de convergence de $g(x)$ et si $r = |x|$, $M(g; r) = \text{Max}\,|a_i x^i| = \text{Max}\,|a_i|\,r^i$ existe, est une fonction continue de r, positive pour $r > 0$ et exponentielle « par morceaux », et l'indice i du terme maximal (en valuation) $a_i x^i$ de $g(x)$ ne change qu'au passage par les

([3]) *Voir* mes Notes des *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 37, 165, 363 ou W. Schöbe, *Thèse*, Université de Halle, 1930, Helios-Verlag, Münster.

valeurs de $r=|x|$ telles qu'il existe dans $\mathfrak{k}$ des zéros ζ de $g(x)$ de valuation $|\zeta|=r$. On a $|g(x)|\leqq M(g; |x|)$, le signe $<$ ayant lieu si, et seulement s'il existe un zéro ζ de $g(x)$ dans $\mathfrak{k}$ tel que $|x-\zeta|<|x|$. On a, en particulier, $|g(x)|=M(g; |x|)$ quand $g(x)$ ne possède aucun zéro de valuation $|x|$ dans $\mathfrak{k}$. Si la valuation de K est dense (et, *a fortiori*, s'il est algébriquement fermé), on a $M(g; r)=\operatorname{Sup}|g(x)|(|x|=r)$. Une série de Taylor est identiquement nulle si elle l'est sur un ensemble de son cercle de convergence ayant o comme point limite. Une fraction rationnelle $f(x)\in K(x)$ est développable en une série de Taylor convergeante dans tout cercle $C\subseteq\mathfrak{k}$ (de centre o) ne contenant aucun pôle de $f(x)$. Si K n'est pas localement compact (et, *a fortiori*, si sa valuation est dense) et si $g_n(x)$ est une suite de séries de Taylor à coefficients dans K, qui converge uniformément sur un cercle $C\subseteq K$, sa limite $g(x)$ est développable en une série de Taylor, qui converge sur C.

Ceci étant, si $f(x)=g(x):h(x)$ est une fraction rationnelle $\in K(x)$ (où $g(x)$, $h(x)\in K[x]$), on pose, pour $r>0$, $M(f; r)=M(g; r):M(h; r)$. $M(f; r)$ ne dépend pas, en vertu du lemme de Gauss, du choix des $g(x)$, $h(x)$, est une fonction continue, positive et exponentielle par morceaux de $r>0$, et on a $|f(x)|\leqq M(f; |x|)$ s'il n'existe aucun pôle π de $f(x)$ dans $\mathfrak{k}$ tel que $|x-\pi|<|x|$. On a, *a fortiori*, cette inégalité, si aucun pôle de $f(x)$ dans $\mathfrak{k}$ n'a la valuation $r=|x|$; si, en plus, la valuation de K est dense, on a $M(f; r)=\operatorname{Sup}|f(x)|(|x|=r)$. S'il n'existe aucun pôle π de $f(x)$ dans $\mathfrak{k}$ tel que $|\pi|$ appartienne à l'intervalle ouvert (r_1, r_2) de l'axe réel et si, dans quelque sous-intervalle non vide de (r_1, r_2), on a $M(f; r)=cr^q$, on a, pour tout r appartenant à l'intervalle fermé $[r_1\ r_2]$, $cr^q\leqq M(f; r)$: en effet, si $g(x):h(x)$ est la forme irréductible de $f(x)$, aucun zéro de $h(x)$ dans $\mathfrak{k}$ n'a sa valuation dans (r_1, r_2), et le terme maximal b_jx^j de $h(x)$ reste le même dans tout l'intervalle fermé $[r_1, r_2]$; si a_ix^i est le terme maximal de $g(x)$ dans quelque partie ouverte du sous-intervalle considéré de (r_1, r_2), on a, dans cette partie ouverte, $cr^q=|a_i|r^i:|b_j|r^j$, d'où $c=|a_ib_j^{-1}|$ et $q=i-j$. Mais, pour tout $r\in[r_1, r_2]$, on a $M(h; r)=|b_j|r^j$ et $|a_i|r^i\leqq M(g; r)$, d'où $cr^q\leqq M(g; r):M(h; r)=M(f; r)$.

ANALYSE COMBINATOIRE. — *Sur une généralisation des polynomes d'Hermite en relation avec le dénombrement des permutations de n objets ne présentant pas de cycles d'ordre supérieur à un entier donné p.* Note (*) de M. **René Gouarné**, présentée par M. Joseph Pérès.

Étudions les polynomes $G(n, p)$ obéissant à la récurrence :

(1) $$G(n, p)=xG(n-1, p)+(n-1)G(n-2, p)+\ldots+(n-1)(n-2)\ldots(n-p+1)G(n-p, p).$$

(*) Séance du 26 juillet 1954.

On a

$$\frac{dG(n, p)}{dx} = nG(n-1, p), \tag{2}$$

$$ny = xy' + y'' + y''' + \ldots + \frac{d^p y}{dx^p} \quad \text{avec} \quad y = G(n, p). \tag{3}$$

On donne aussi la fonction génératrice et une expression de $G(n, p)$ en fonction des $G(k, p-1)$.

Soit $g(n, p)$ le nombre des permutations du groupe symétrique G d'ordre $n!$ qui ne présentent pas de cycles portant sur plus de p objets; on a

$$g(n, p) = g(n-1, p) + (n-1)g(n-2, p) + \ldots + (n-1)(n-2)\ldots(n-p+1)g(n-p, p),$$

avec

$$g(n, p) = n! \quad \text{si} \quad p \geq n \quad \text{et} \quad g(n, 1) = 1.$$

Étudions les polynomes $G(n, p)(x)$ obéissant à la relation (1) et tels que

$$G(n, p)(1) = g(n, p).$$

On voit que

$$G(n, 1) = x^n, \qquad G(n, 2) = (-i)^n H_n(ix),$$

où $H_n(x)$ est le polynome d'Hermite de degré n.

On sait que $H'_n(x) = nH_{n-1}(x)$ autrement dit que $G'(n, 2) = nG(n-1, 2)$ de même que $G'(n, 1) = nG(n-1, 1)$. Plus généralement, si la propriété est supposée vraie pour $m < n$, on a, d'après (1) :

$$\begin{aligned} G'(n, p) &= G(n-1, p) + xG'(n-1, p) + (n-1)G'(n-2, p) + \ldots \\ &\quad + (n-1)(n-2)\ldots(n-p+1)G'(n-p, p) \\ &= G(n-1, p) + (n-1)[xG(n-2, p) + (n-2)G(n-3, p) + \ldots \\ &\quad + (n-2)(n-3)\ldots(n-p)G(n-p-1, p)]. \end{aligned}$$

On est donc conduit à la relation

$$\frac{dG(n, p)}{dx} = nG(n-1, p) \tag{2}$$

quel que soit n, puisqu'elle est vraie pour $n = 1, 2, \ldots$ d'où encore :

$$G(n, p)(y) = \sum_{m=0}^{n} C_n^m (y-x)^m G(n-m, p)(x).$$

Compte tenu de la récurrence on en déduit l'équation différentielle :

$$ny = xy' + y'' + \ldots + \frac{d^p y}{dx^p}, \quad \text{où} \quad y = G(n, p). \tag{3}$$

Posons

$$G(n, p+1) = \sum_{l=0}^{n} \pi_l G(n-l, p).$$

Transportons cette expression dans l'équation différentielle (3) satisfaite par

$G(n, p+1)$; on a, du fait des propriétés différentielles des polynomes $G(n-l, p)$:

$$l\pi_l - (n-l+p+1)(n-l+p)(n-l+p-1)\dots(n-l+1)\pi_{l-p-1} = 0;$$

d'où l'expression

$$(4) \qquad G(n, q) = \sum_{t=0}^{\left(\frac{n}{q}\right)} \frac{n!}{q^t t!\,(n-qt)!} G(n-qt, p),$$

où $q = p+1$ tandis que (n/q) désigne la partie entière de n/q.

Considérons la série

$$F(p) = \sum_{n=0}^{\infty} G(n, p) \frac{u^n}{n!}.$$

On a

$$F(p+1) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{t=0}^{\left(\frac{n}{q}\right)} \frac{u^n}{n!} \frac{n!}{q^t t!(n-qt)!} G(n-qt, p) = F(p)\, e^{\frac{u^q}{q}}.$$

Comme $F(1) = e^{ux}$ on a

$$F(q) = \exp\left(xu + \frac{u^2}{2} + \dots + \frac{u^q}{q}\right).$$

Appendice. — A partir d'une famille de polynomes récurrents obéissant à une relation

$$\Gamma(n) = [\alpha(n)\,x + \beta(n)]\,\Gamma(n-1) - \gamma(n-1)\,\Gamma(n-2),$$

on peut définir des suites de polynomes à deux indices :

$$\Gamma(n, p) = [\alpha(n)\,x + \beta(n)]\,\Gamma(n-1, p) - \gamma(n-1)\,\Gamma(n-2) + \dots$$
$$+ (-1)^p \gamma(n-1)\,\gamma(n-2)\dots\gamma(n-p+1)\,\Gamma(n-p, p).$$

Le caractère d'orthogonalité n'est pas conservé pour p quelconque ; dans le cas précédent $\gamma(n-i) = -(n-i)$.

On obtient également des propriétés intéressantes à partir des polynomes de Laguerre, comme il est aisé de le prévoir, compte tenu des relations qui existent entre eux et les polynomes d'Hermite.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Étude expérimentale de la période du jet inducteur dans une trompe à liquides.* Note (*) de M. **Roger Curtet**, présentée par M. Joseph Pérès.

Nous avons montré dans une Note précédente ([1]) qu'il pouvait exister, suivant les valeurs de q/q_1 et de D_M/D_1 considérées, trois aspects essentiels de l'écoulement dans

(*) Séance du 2 août 1954.

([1]) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 387.

une trompe à liquides. C'est ainsi que, en particulier, pour une valeur donnée de D_M/D_1, le jet inducteur commence à osciller régulièrement lorsque le rapport q/q_1 devient inférieur à une certaine valeur.

Soit T la période du jet pour un rapport q/q_1. L'expérience a montré que la période T dépend essentiellement de q, q_1, D_M et D_1. L'analyse dimensionnelle conduit, si la viscosité n'a pas d'influence, à une relation de la forme $qT/D_M^2 = f(q/q_1, D_M/D_1)$ (1).

En vue de déterminer la fonction f par l'expérience, nous avons maintenu, au cours d'un premier essai, un débit q_1 constant pour un rapport D_M/D_1 déterminé. Nous avons fait varier le débit q de 0 à q_i, la période T variant corrélativement de T_0 à ∞. Puis nous avons considéré d'autres débits q_1 pour

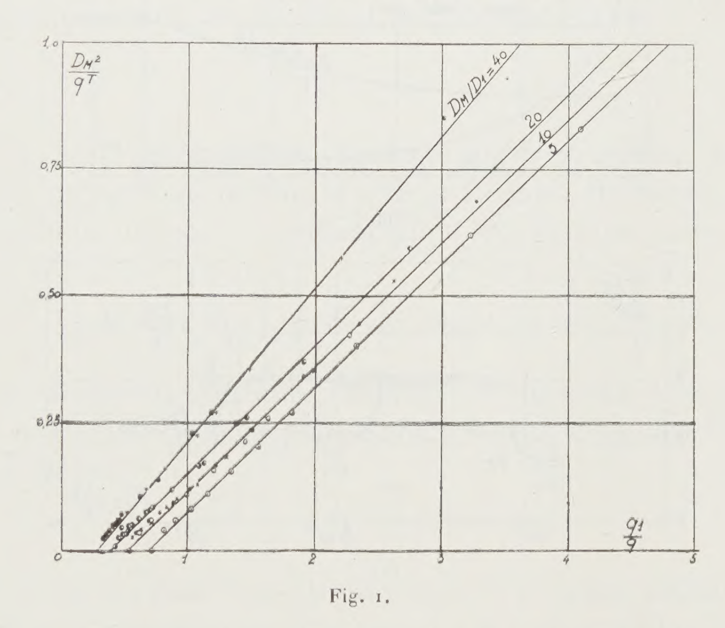


Fig. 1.

le même rapport D_M/D_1 et avons à nouveau étudié la variation de T en fonction de q.

Nous avons répété les mêmes opérations pour plusieurs valeurs de D_M/D_1 (5, 10, 20 et 40).

Les résultats expérimentaux ont été portés sur la figure 1 dans le système d'axes q_1/q et D_M^2/qT. On constate : 1° que pour un certain rapport D_M/D_1, les points se répartissent convenablement autour d'une courbe, quel que soit le débit inducteur de référence q_1 : cela montre que dans la gamme de nos essais la fonction f ne dépend pas du nombre de Reynolds $R_1 = q_1/\nu$ (ν viscosité de l'eau à 12°); 2° que la relation entre q_1/q et D_M^2/qT est sensiblement linéaire : $D_M^2/qT = Aq_1/q + B$ (2), les coefficients A et B dépendant de D_M/D_1. La pente A de la droite a été mesurée sur la figure 1 et la courbe de variation de A en fonction de D_M/D_1 a été portée sur la figure 2.

Mais la constante A peut être déterminée expérimentalement d'une autre manière. En effet, l'équation (2) peut s'écrire : $D_M^2 = Aq_1T + BqT$ et pour $q = 0$, si T_0 est la période du jet : $q_1T_0/D_M^2 = 1/A$ (3). Nous avons donc opéré à débit total nul et avons fait varier le débit inducteur q_1 pour le rapport D_M/D_1 donné ; nous avons mesuré la période T_0 correspondante. Nous avons répété les essais pour les divers rapports D_M/D_1 déjà considérés ci-dessus. L'expérience permet d'une part de contrôler que le nombre q_1T_0/D_M^2 ne dépend que de D_M/D_1 (*fig.* 3) ; elle montre d'autre part, que les valeurs de A obtenues en expérimentant à débit nul et celles déduites de la formule (2) à débit variable coïncident de

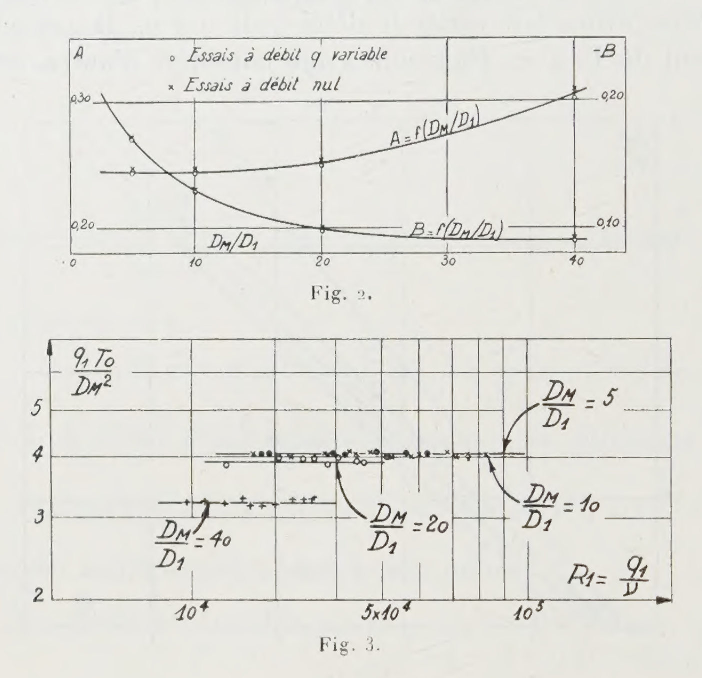


Fig. 2.

Fig. 3.

manière satisfaisante (*fig.* 2). La relation entre A et D_M/D_1 peut être exprimée, dans la gamme de nos mesures par : $A = 0{,}244 + 0{,}95 \cdot 10^{-6}(D_M/D_1)^3$.

Le coefficient B de l'équation (2) est donné par : $B = -Aq_1/q_i$; sa variation expérimentale en fonction de D_M/D_1 a été représentée par une courbe portée sur la figure 2.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur l'extension de l'analogie de Reynolds à l'évaporation.* Note de M. **Maurice L. Albertson**, présentée par M. Joseph Pérès.

On doit à Reynolds (¹) une analogie entre le transfert de chaleur et celui des

(¹) *Proc. lit. and Phil. Soc. of Manchester*, 14, 1874.

quantités de mouvement dans les écoulements turbulents dans les conduites, exprimée par les relations

$$(1)\qquad \frac{\tau}{\rho} = (\nu + \varepsilon)\frac{du}{dy}; \qquad \frac{q}{\rho c_p} = \left(\frac{\nu}{\sigma} + \varepsilon\right)\frac{dT}{dy}$$

où τ est le taux de transfert des quantités de mouvement; q, le taux de transfert de chaleur; ρ la densité; u et T respectivement la vitesse et la température au point de cote y; σ, le nombre de Prandtl ν/α; c_p, la chaleur spécifique à pression constante. Lorsque :

$$(2)\qquad \sigma = 1 \quad \text{ou} \quad \varepsilon > \nu \quad \text{et} \quad \varepsilon \gg \frac{\nu}{\alpha},$$

(1) donnent, en posant $[C_f = (2\tau/\rho U^2)]$, $[C_h = (q/\rho c_p U \Delta T)]$,

$$(3)\qquad C_h = \frac{1}{2}C_f.$$

Lorsque (2) n'est pas satisfaite, l'analogie doit être étendue aux effets de paroi. C'est ce qu'ont tenté de faire Taylor et Prandtl, Hoffmann, Mattioli et Karman ([2]). Nous utilisons la généralisation de Karman, dont la formule s'écrit :

$$(4)\qquad \frac{1}{C_h} = \frac{2}{C_f} + 5\sqrt{\frac{2}{C_f}}\left\{(\sigma - 1) + \log\left[1 + \frac{5}{6}(\sigma - 1)\right]\right\}.$$

Nous nous proposons d'étendre l'analogie de Reynolds aux phénomènes d'évaporation. Dans le cas de la diffusion de la vapeur d'eau dans l'air $\sigma = 0,6$; (3) se transforme en :

$$(5)\qquad \frac{1}{C_e} = \frac{2}{C_f} + 5\sqrt{\frac{2}{C_f}}\{\text{constante}\}.$$

où $C_e = (E/\gamma U \Delta C)$, γ étant le poids spécifique, U la vitesse ambiante et ΔC la différence entre la concentration de la vapeur à la surface et dans l'air ambiant.

En utilisant l'équation de la résistance de Schultz-Grunow pour $R > 10^6$, (5) s'écrit

$$(6)\qquad \frac{1}{C_e} = 4,69(-0,407 + \log_{10} R)^{2,64} - 8,74(-0,407 + \log_{10} R)^{1,32}.$$

L'analogie de Reynolds suppose essentiellement l'identité des mécanismes de transfert de la quantité de mouvement et de la matière (ou la chaleur); elle n'est pas rigoureuse, mais conduit à des résultats en bon accord avec l'expérience.

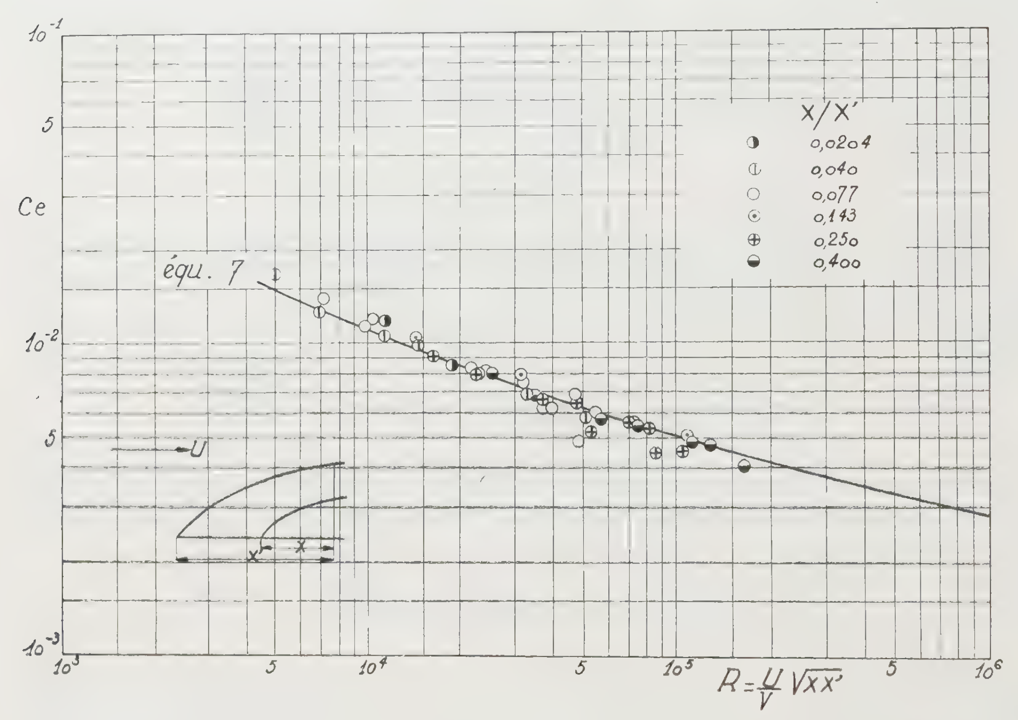
Le contrôle expérimental de notre théorie a été poursuivi à l'Institute of Hydraulic Research d'Iowa et à Colorado A and M College. Nous avons opéré avec l'eau s'évaporant d'une frontière plane saturée, de longueur variable,

---

([2]) TH. KARMAN, *As. Soc. Mech. Engrs.*, **61**, 1939, p. 706-710.

placée dans une soufflerie. Les résultats de ces expériences ainsi que l'équation (6) sont représentés sur la figure où X et X′ sont des distances précisées dans le graphique. On a porté en abscisse un nombre de Reynolds formé avec $\sqrt{XX'}$, pour tenir compte de la différence d'origine des couches turbulente et d'évaporation.

Il apparaît donc que l'analogie s'applique convenablement au cas de l'évaporation dans toute la gamme de nos essais, dans le cas d'un écoulement turbulent sur une paroi lisse.



— Variation de Ce en fonction de R pour la couche limite turbulente.

HYDRAULIQUE. — *Stabilité de deux chambres d'équilibre dans le cas d'une liaison entre galeries d'amenée.* Note de M. **Geza Bata**, transmise par M. Léopold Escande.

Mise en évidence des conditions de stabilité relatives au cas où l'on établit une liaison entre les tunnels d'amenée de deux usines alimentées par un même lac. Application à l'usine de Jablanica.

Les galeries d'amenée de deux systèmes hydroélectriques correspondant à un même niveau statique sont réunies par un tunnel, en amont des chambres d'équilibre. Nous cherchons les conditions de stabilité du système, en nous limitant à l'étude des petites oscillations, comme dans la théorie classique de

Thoma. Nous affectons des indices 1 et 2 les quantités relatives aux deux systèmes d'amenée, et de l'indice 3 celles qui concernent le tunnel de liaison.

En linéarisant les pertes de charge et les équations exprimant la constance des puissances, nous aboutissons à un système de cinq équations différentielles linéaires et non homogènes

$$\frac{dW_1}{dt} + \frac{g}{L_1} 2P_1 W_{10} W_1 + \frac{g}{L_1} Z_1 - \frac{g}{L_1} P_1 W_{10}^2 = 0.$$

$$\frac{dW_2}{dt} + \frac{g}{L_2} 2P_2 W_{20} W_2 + \frac{g}{L_2} Z_2 - \frac{g}{L_2} P_2 W_{20}^2 = 0,$$

$$\frac{dW_3}{dt} + \frac{g}{L_3} 2P_3 W_{30} W_3 + \frac{g}{L_3} Z_1 - \frac{g}{L_3} Z_2 - \frac{g}{L_3} P_3 W_{30}^2 = 0.$$

$$\frac{dZ_1}{dt} - \frac{f_1}{F_1} W_1 - \frac{f_3}{F_1} W_3 - \frac{C_1}{F_1 H^2} Z_1 + \frac{C_1}{F_1 H} = 0,$$

$$\frac{dZ_2}{dt} - \frac{f_2}{F_2} W_2 - \frac{f_3}{F_2} W_3 - \frac{C_2}{F_2 H^2} Z_2 + \frac{C_2}{F_2 H} = 0.$$

L'équation caractéristique de ce système est définie par un déterminant, dont la solution donne une équation du cinquième degré, contenant 70 membres, d'une expression très étendue et relativement compliquée.

En suivant les méthodes respectivement indiquées par A. Ghetti, L. Escande et R. Meyer, qui ont eu à résoudre des problèmes de stabilité analogues, nous avons pu mettre en évidence les critériums de stabilité fournissant la solution que nous cherchons.

A côté des paramètres secondaires, qui contiennent les éléments caractéristiques de chacun des deux systèmes pris isolément, nous considérons les nombres sans dimensions

$$\Phi_1 = \frac{F_{Th\,1}}{F_1}, \qquad \Phi_2 = \frac{F_{Th\,2}}{F_2}$$

qui définissent les rapports de la section de Thoma F_{Th} et de la section réelle : ils constituent les paramètres principaux permettant de comparer les chambres d'équilibre des systèmes respectivement isolés ou reliés. Avec ces paramètres, les coefficients du polynome caractéristique peuvent se mettre sous la forme

$$a_0 = +1,$$

$$a_1 = \Phi_1 C_{11} + \Phi_2 C_{12} + C_{13},$$

$$a_2 = \Phi_1 C_{21} + \Phi_2 C_{22} + \Phi_1 \Phi_2 C_{23} + C_{24},$$

$$a_3 = \Phi_1 C_{31} + \Phi_2 C_{32} + \Phi_1 \Phi_2 C_{33} + C_{34},$$

$$a_4 = \Phi_1 C_{41} + \Phi_2 C_{42} + \Phi_1 \Phi_2 C_{43}$$

$$a_5 = \Phi_1 \Phi_2 C_{51}$$

Les termes C_{ij} sont des coefficients ne contenant que des paramètres secondaires, sous une forme d'ailleurs très compliquée.

En utilisant le théorème de Hürwitz et les conditions additionnelles de R. Meyer on obtient, pour les limites de stabilité

$$a_0 \geqq 0; \qquad a_5 \geqq 0,$$

$$(a_1 a_2 - a_0 a_3)(a_3 a_4 - a_2 a_5) - (a_1 a_4 - a_0 a_5)^2 \geqq 0.$$

Dans un plan $\Phi_1\Phi_2$ la seconde condition exige que les axes mêmes des coordonnées soient des limites de la zone de stabilité. La troisième condition représente, sur le même plan, une courbe, osculatrice à ses courbes composantes $(a_1a_2 - a_0a_3) = 0$ et $(a_3a_4 - a_2a_5) = 0$, dont la première est une ellipse et la seconde une courbe rationnelle du quatrième degré (*fig.* 1).

Nous avons appliqué cette méthode à l'étude de l'usine de Jablanica en Yougoslavie : la zone de stabilité obtenue est représentée par l'aire hachurée sur la figure 2. Pour cette usine, la zone de stabilité des chambres d'équilibre

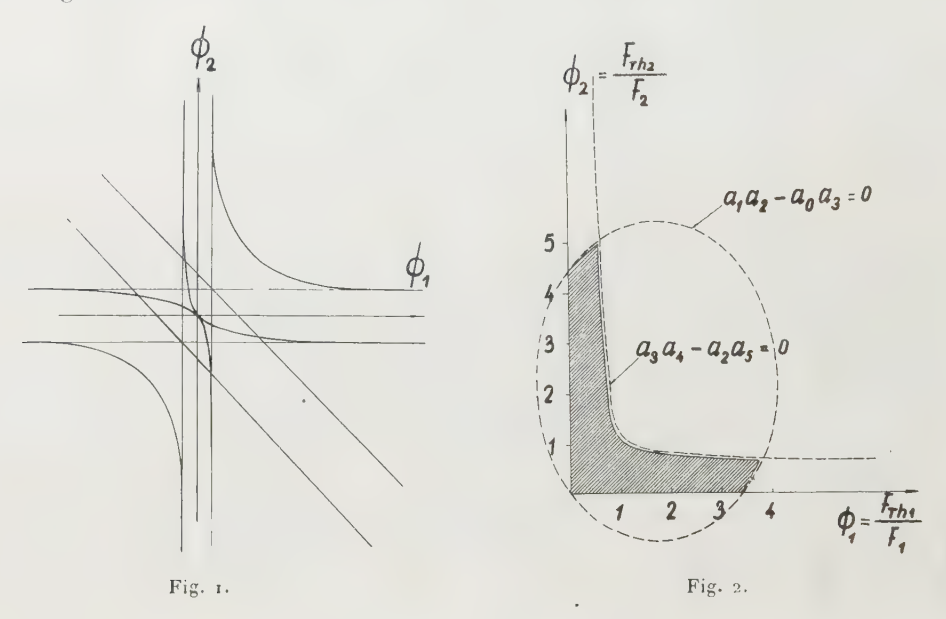


Fig. 1. Fig. 2.

est augmentée d'environ 5 à 10 %, du fait de la liaison, vis-à-vis de celle qui correspond au cas des systèmes isolés. Ce résultat souligne l'intérêt pratique de la liaison des galeries d'amenée, qui présente, par ailleurs, d'importants avantages, au point de vue du fonctionnement hydraulique général, de l'économie et des facilités d'exploitation.

ASTRONOMIE STELLAIRE. — *Un nouvel amas globulaire dans la région du centre de la Voie Lactée.* Note (*) de MM. **Jean Dufay**, **Pierre Berthier** et **Bernard Morignat**, présentée par M. André Danjon.

Un nouvel amas globulaire a été photographié, au moyen des radiations du proche infrarouge, dans une direction très voisine du centre de la Voie Lactée ($l = 325^\circ{,}1$, $b = +0^\circ{,}7$). En bleu, il est masqué par un nuage absorbant qui paraît débuter à un millier de parsecs du Soleil et doit être associé au bras *interne* de la spirale galactique.

On connaît actuellement une centaine d'amas globulaires, dont 30 sont

(*) Séance du 2 août 1954.

groupés autour du centre de la Voie Lactée. Mais aucun d'entre eux n'apparait au voisinage immédiat du plan galactique. Attribuant cette lacune à l'opacité des nuages absorbants qui couvrent la région, Shapley [1] avait suggéré la possibilité de découvrir quelques nouveaux amas globulaires sur des photographies prises en lumière rouge.

Nous avons trouvé effectivement, sur des clichés obtenus dans le proche infrarouge ($\lambda \sim 8100$ Å), au foyer newtonien du télescope de 80 cm de l'Observatoire de Haute Provence, un amas très voisin du plan galactique, dont le caractère globulaire paraît assuré. Il est situé à 2',6 environ au Sud-Est de l'étoile — 29° 4753 du *Cape Photographic Durchmusterung* ($m_{pg} = 9,7$).

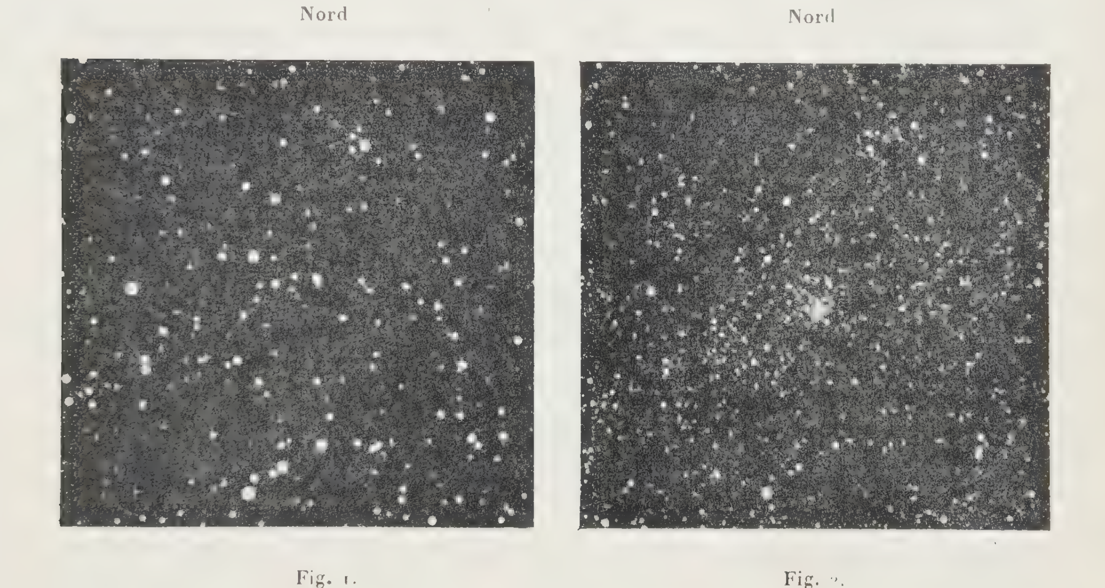


Fig. 1. Fig. 2.

Sa position, repérée par rapport aux étoiles de ce catalogue et ramenée à l'équinoxe 1950,0, est définie par les coordonnées équatoriales et galactiques ci-dessous :

$$\alpha = 17^h 27^m 54^s, \qquad \delta = -29^\circ 56',9, \qquad l = 325^\circ,1, \qquad b = +0^\circ,7.$$

Presque invisible sur les clichés pris en lumière bleue (*fig.* 1), l'amas commence à apparaître en lumière rouge ($\lambda \sim 6300$ Å) avec des poses de l'ordre de 30 minutes. Il attire immédiatement l'attention sur les plaques infrarouges (*fig.* 2). On remarque, sur ces dernières, au sud et un peu à l'est de l'amas, une région très opaque, que les radiations utilisées ($\lambda < 8900$ Å) ne parviennent pas à percer.

L'amas, dont le diamètre apparent est environ 1',3, semble peu condensé et

---

(1) *Galaxies*, 3e édition, Philadelphie, 1945, p. 96.

pourrait être rapproché de la classe IX de Shapley, mais cette apparence résulte peut-être de l'extinction pratiquement totale de toutes ses étoiles blanches. Sur les films infrarouges obtenus au télescope Schmidt (longueur focale 59,4 cm), son image présente tout à fait le même aspect que celles des amas globulaires NGC 6304 et NGC 6316, beaucoup moins rougis, qui se trouvent dans le même champ.

Entre l'amas et l'étoile 45 Ophiuchi, nous comptons environ 6 000 étoiles par degré carré sur les clichés les plus posés en lumière bleue, avec le télescope de 80 cm, et 26 000 étoiles sur les clichés infrarouges. Le grand nuage stellaire infrarouge que nous avons déjà étudié avec le télescope Schmidt ([2]) est ainsi complètement résolu en étoiles, dans une de ses parties les plus denses. Nos dénombrements d'étoiles par magnitude photographique indiquent un accroissement brusque de l'absorption à partir de la magnitude 14,4 soit à une distance de l'ordre d'un millier de parsecs ([3]). Il s'agit fort probablement des nuages obscurs liés au *bras interne* de la spirale galactique, mis récemment en évidence par l'étude des associations d'étoiles très lumineuses des classes O, B et A ([4]) et qui passe à 1 400 parsecs environ du Soleil, dans la direction du centre. Pour rendre compte des absorptions relativement faibles que nous avons évaluées dans cette direction, pour trois longueurs d'onde ([2]), il semble nécessaire d'admettre que l'espace redevient beaucoup plus transparent au delà du bras de spirale.

ASTROPHYSIQUE. — *Étude du rayonnement continu des étoiles de Wolf-Rayet de la région du Cygne. Application à la détermination des distances et des températures de couleur.* Note ([*]) de Mme **Yvette Andrillat**, présentée par M. André Danjon.

Le rayonnement continu de ces étoiles est étudié dans deux domaines spectraux affectés différemment par l'absorption interstellaire. Cette étude et la connaissance de la courbe d'absorption interstellaire dans la direction de ces étoiles suggèrent une méthode de détermination des distances qui permette de corriger l'effet d'absorption interstellaire et d'obtenir les températures de couleur.

Je me suis proposé dans la présente étude de déterminer la température

---

([2]) *Comptes rendus*, **235**, 1952, p. 120 et 1284; *Sky and Telescope*, **12**, 1952, p. 41; *Vistas in Astronomy* (sous presse).

([3]) Au moyen des parallaxes moyennes de P. J. Van Rhijn (*Publications of the Kapteyn Astronomical Observatory at Groningen*, n° **34**, 1923) relatives à la latitude galactique 0°, on trouve 1 050 pc, en négligeant toute absorption préalable et 800 pc en supposant une absorption de 1 magnitude photographique avant le nuage.

([4]) W. W. Morgan, S. Sharpless et D. Osterbrock, *Astronomical Journal*, **57**, 1952, p. 3; W. W. Morgan, A. E. Whitford et A. D. Code, *Astrophysical Journal*, **118**, 1953, p. 318.

([*]) Séance du 2 août 1954.

de couleur des étoiles de Wolf-Rayet de la constellation du Cygne, dans les intervalles spectraux 3 900 Å-4 900 Å et 5 900 Å-7 900 Å. Grâce à l'emploi des plaques Eastman Kodak IN hypersensibilisées, j'ai obtenu ainsi sur la même plaque des spectres s'étendant de 3 900 Å à 7 900 Å. Chaque cliché comporte un spectre de l'étoile de Wolf-Rayet, un spectre de l'étoile de comparaison λ Cygne et un étalonnage photométrique au photomètre à pénombre. Les spectres stellaires ont été élargis par déréglage du mouvement d'entraînement. Les temps de pose pour l'étoile de Wolf-Rayet, pour l'étoile de comparaison et pour l'étalonnage, étaient égaux. Pour obtenir des poses suffisamment longues sur l'étoile de comparaison relativement brillante ($m = 4,47$), je diaphragmais le spectrographe.

J'ai fait porter les mesures sur les régions du spectre continu qui apparaissaient le mieux entre les fortes raies d'émission. Les raies d'étalonnage fournissent directement $\log I_W/I_*$; $I_W(\lambda)$ représente la répartition spectrale de l'énergie dans le spectre continu de l'étoile de Wolf-Rayet et $I_*(\lambda)$ la même fonction pour l'étoile de comparaison. On peut alors écrire :

$$\log I_W/I_* = -0,4343(\varphi_W - \varphi_*)\, n + \text{const.}$$

En représentant graphiquement $\log I_W/I_*$ en fonction de $n = 1/\lambda$, on obtient une droite dont la pente est $-0,4343(\varphi_W - \varphi_*)$; φ_W s'en déduit si l'on connaît φ_*. Pour λ Cygne, $\varphi_* = 0,96$ pour la region bleue du spectre et 1,32 pour la région proche infrarouge. De la valeur de φ_W, on déduit la température de couleur T. Poutant les résultats bruts ainsi obtenus seraient très incorrects si l'on négligeait l'effet d'absorption interstellaire très important pour l'étoile Wolf-Rayet.

Les étoiles étudiées sont : HD 190918, 191765, 192103, 192163, 192641, 193077, 193576, 193793. Elles sont toutes groupées dans une même étroite région du Cygne. Stebbins et Whitford (1) ont déterminé pour cette région la valeur de l'excès de couleur des étoiles O-B rougies et ont trouvé : $c = 0,16$ magn/kpc. C'est la valeur de l'absorption sélective entre les deux longueurs d'onde 4215 Å et 4740 Å. Partant de la courbe d'absorption de Stebbins et Whitford (2), il est possible de l'accorder, par une affinité, sur cette valeur 0,16 entre les deux longueurs d'onde 4215 Å et 4740 Å. On obtient alors une courbe représentant l'absorption sélective dans la direction de la région étudiée, en magn/kpc. On peut passer des magnitudes aux logarithmes, ce qui est plus commode pour la suite des calculs.

Dès lors, il est possible d'assimiler les deux portions de cette courbe correspondant aux deux intervalles spectraux étudiés ici à deux segments de droites.

(1) Stebbins, Huffer, Whitford, *Astrophysical journal*, 90, 1939, p. 223.
(2) Stebbins, Huffer, Whitford, *Astrophysical journal*, 98, 1943, p. 20.

On trouve que leurs pentes sont respectivement : 0,27 pour la région du proche infrarouge, 0,20 pour la région bleu violet.

L'absorption interstellaire a pour effet d'abaisser la pente de la droite servant à déterminer les φ. Il est clair alors que les pentes observées doivent être augmentées respectivement des quantités : $d.0,27$ et $d.0,20$ pour les deux deux régions rouge et bleue, d étant la distance de l'étoile de Wolf-Rayet en kiloparsecs.

Soit p_r la pente observée dans la région rouge et p_b la pente observée pour la région bleue. On a :

$$P_r + d.0,27 = -0,4343\,(\varphi_W - \varphi_*) \qquad \text{(I)}$$

$$P_b + d.0,20 = -0,4343\,(\varphi'_W - \varphi'_*) \qquad \text{(II)}$$

φ et φ' sont respectivement les valeurs de la fonction φ pour les régions rouge et bleue du spectre. D'autre part, il est possible d'admettre qu'entre φ et φ' existe une relation linéaire : $\varphi = a\varphi' + b$, comme il résulte de la comparaison des valeurs φ et φ' déterminées respectivement par Kienle ([3]) et Barbier et Chalonge ([4]) pour les étoiles communément étudiées par ces auteurs. On constate alors que $a = 0,89$. Il vient donc :

$$p_r + d.0,27 = 0,89\,(p_b + d.0,20) \qquad \text{soit} \quad 0,09d = 0,89p_b - p_r.$$

La détermination expérimentale de p_b et p_r permet donc de calculer d, puis φ_W et φ'_W en portant la valeur de d dans les équations (I) et (II). On en déduit les températures de couleur T et T' pour les deux intervalles spectraux étudiés. Les résultats sont donnés dans le tableau.

Étoiles.	Spectres.	d (Kpc).	D (Kpc).			T (°C).	T' (°C).	T_s (°C).
HD 193 576...	WN 5	1,7	1,13	0,74	2,40	9 000	10 000	14 000
HD 190 918...	WN 5	0,4	1,65	0,54	1,43	8 000	9 000	–
HD 193 077...	WN 5	1,0	0,92	0,84	–	8 000	8 000	13 000
HD 192 163...	WN 6	0,7	1,12	0,99	–	12 000	15 000	15 000
HD 191 765...	WN 6	0,9	1,23	1,08	0,89	13 000	17 000	15 000
HD 193 793...	WC 6	1,2	1,65	1,21	–	11 000	13 000	–
HD 192 641...	WC 7	1,0	0,95	0,14	0,70	9 000	10 000	7 000
HD 192 103...	WC 7	1,3	1,38	1,00	–	14 000	16 000	12 000

J'indique dans la colonne D les distances trouvées par Beals ([5]), Wilson, Merrill et Sanford ([6]) à partir des mesures d'intensité des raies interstellaires

([3]) H. Kienle, H. Strassl und J. Wempe, *Zeitschrift für Astrophysik*, **16**, 1938, p. 201 ; H. Kienle, J. Wempe und F. Beileke. *Zeitschrift für Astrophysik*, **18**, 1940, p. 91.

([4]) *Annales d'astrophysique*, **4**, 1941, p. 30.

([5]) *Monthly Notices*, **96**, 1936, p. 661.

([6]) *Astrophysical journal*, **86**, 1937, p. 274; O. C. Wilson, *Astrophysical journal*, **91**, 1940, p. 391.

et dans la colonne T_s les températures spectrophotométriques déterminées par Vorontsov-Velyaminov [7]. Les distances et les températures obtenues par la présente méthode sont en bon accord avec les résultats de ces auteurs.

PHOTOGRAMMÉTRIE. — *Sur la compensation mécanique d'un canevas altimétrique obtenu par aérotriangulation.* Note (*) de M. **Georges Masson d'Autume**, présentée par M. Georges Poivilliers.

Le canevas altimétrique approché correspondant à un bloc de plusieurs bandes de photographies jointives peut être compensé d'après des altitudes connues et réparties de façon assez irrégulière dans le bloc, en matérialisant par des règles plates élastiques la surface d'erreur.

Cette compensation mécanique reçoit ici une justification théorique.

La prise de vue est supposée formée de bandes régulières et le canevas altimétrique comporte, pour chaque point de vue, trois points A N B symétriquement disposés.

Les calculs, exécutés par une méthode et avec un appareillage quelconques, fournissent un système d'altitudes approchées Z uniques pour tous les points d'une même bande. Le procédé de compensation décrit ci-après n'est correct que si tout systématisme a été éliminé; les données externes introduites au cours des calculs préliminaires doivent en outre être symétriques, aucun des faisceaux perspectifs n'étant privilégié.

Pour chaque bande, la différence : Z calculé — Z vrai est une fonction des coordonnées planimétriques, représentée dans le système de coordonnées XYZ par une « surface d'erreur altimétrique ». Cette surface n'est pas quelconque; il résulte de la théorie des déformations de l'image plastique, que, pour un couple, c'est sensiblement une surface réglée admettant un système de génératrices perpendiculaires à la base. L'angle $d\varphi$ des génératrices limites est théoriquement égal à l'erreur de site relatif commise dans l'enchaînement des faisceaux. L'ensemble des $d\varphi$ obéit à la loi de distribution des erreurs accidentelles, et admet le module de précision λ_φ. Les surfaces d'erreurs correspondant à deux couples consécutifs se raccordent le long de la génératrice limite commune $A_pN_pB_p$. L'angle dièdre $d\theta$ formé par les plans $A_pB_pN_{p-1}$ et $A_pB_pN_{p+1}$ est théoriquement égal à la différence des erreurs de convergence du faisceau S_p dans les deux enchaînements $p-1$, p et p, $p+1$. L'ensemble des $d\theta$ est purement accidentel et caractérisé par le module de précision λ_θ.

La compensation consiste à déterminer, pour chaque bande, une surface d'erreur telle que :

---

(7) *Les nébuleuses gazeuses et les étoiles nouvelles*, p. 389.

(*) Séance du 24 mai 1954.

1° aux points d'altitude connue, la cote de cette surface ait la valeur préétablie.

2° aux points communs à deux bandes, la différence des cotes des surfaces soit égale à la différence des altitudes provisoires calculées dans chacune des bandes.

3° la somme

$$W = \lambda_\varphi^2 \Sigma \overline{d\varphi}^2 + \lambda_\theta^2 \Sigma \overline{d\theta}^2$$

soit minimum.

Il est facile de réaliser un modèle matériel des surfaces d'erreurs tel que ces trois conditions soient vérifiées automatiquement.

Pour chaque couple, la surface d'erreur sera schématisée par un système de deux barres ANB, reliées par une barre de torsion NN. Pour une torsion $d\varphi$, apparaît un couple résistant $c_\varphi d\varphi$. La liaison entre couples sera schématisée par une charnière d'axe ANB opposant à la rotation $d\theta$ un couple résistant $c_0 d\theta$. Si l'on impose au système les liaisons correspondant à (1) et (2), sa position d'équilibre sera telle que le potentiel élastique

$$W' = \frac{1}{2}(c_\varphi \Sigma \overline{d\varphi}^2 + c_\theta \Sigma \overline{d\theta}^2)$$

soit minimum.

Si l'on a choisi c_φ et c_0 proportionnel à h_φ^2 et h_θ^2, la condition (3) sera automatiquement réalisée.

Pratiquement, les surfaces d'erreurs seront matérialisées plus commodément, par des règles plates élastiques dont les propriétés mécaniques sont très voisines de celles du système décrit. L'adaptation des coefficients de flexion et de torsion aux valeurs h_φ et h_θ se fait aisément, par exemple en choisissant des échelles longitudinales et transversales appropriées pour la construction du modèle.

La mesure des cotes des surfaces d'erreurs permet alors de déterminer très rapidement les corrections aux altitudes approchées pour tous les points du canevas.

ÉMISSION THERMIONIQUE. — *Cathodes thermioniques obtenues par compression et frittage de mélanges de poudres de métaux et de composés alcalino-terreux.* Note (*) de MM. **Robert Uzan** et **Guy Mesnard**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Il paraît intéressant, pour améliorer la résistance aux gaz et aux bombardements et permettre l'extraction de grandes densités de courant, d'incorporer aux composés alcalinoterreux des cathodes thermioniques usuelles

(*) Séance du 26 juillet 1954.

d'autres corps et notamment des métaux. Nous avons préparé des cathodes formées uniquement à partir d'un mélange de poudres, sans support métallique, de carbonate mixte de baryum et de strontium d'une part, de nickel ou de tungstène d'autre part, avec une proportion pondérale de carbonate allant jusqu'à 50 %; le mélange est comprimé puis fritté. Les cathodes se présentent sous la forme de rubans très fins chauffés directement. La compression est réalisée dans une matrice avec comme liant de la paraffine introduite en solution dans le benzène. On fritte ensuite dans le vide ou l'hydrogène vers 1000-1100° C. On obtient alors des rubans qui se déforment à l'air, mais que l'on peut conserver dans la paraffine; les plus fragiles sont ceux qui contiennent une forte proportion de carbonate. Ces cathodes ont été montées dans des diodes expérimentales et, après pompage, on a étudié l'évolution de l'émission en fonction des traitements.

Les cathodes au nickel frittées sous vide manifestent une importante activation par les traitements thermiques (jusqu'à 1 500° K), ainsi qu'une importante activation par le passage du courant thermionique. Grâce à cette dernière on peut obtenir des densités d'émission élevées, avec les qualités annoncées : plus de 1 A/cm² en régime continu à 1 250° K. Mais une cathode ne possédant que l'activation thermique fournit seulement quelques milliampères par centimètre carré à cette température; la cathode retourne à un tel état lorsqu'elle ne débite pas à la température de fonctionnement. Le passage du courant ne produit un déclin réversible qu'aux basses températures. En régime d'impulsions de l'ordre de la microseconde, la cathode fournit pour chaque état une émission environ dix fois plus grande qu'en régime statique, mais on ne bénéficie pas de la grosse activation que donne le courant en régime continu. Les constantes A et φ de l'émission diminuent quand l'activation augmente et sont de l'ordre de 1 mA/cm² pour A et 1,4 eV pour φ, pour une cathode moyennement activée. L'influence des proportions et celle de la température de frittage ne sont pas considérables.

Les cathodes au nickel frittées dans l'hydrogène se comportent très différemment. On observe une importante activation thermique, qui se prolonge pendant longtemps; par contre, le passage du courant produit un déclin réversible même à des températures élevées. Les émissions que l'on peut extraire de façon continue se trouvent ainsi inférieures à celles des cathodes précédentes. L'émission en régime statique correspondant à une bonne activation thermique réalisée à 1 400° K peut dépasser avant son déclin 100 mA/cm² à 1 250° K. L'émission stable en régime d'impulsions est plusieurs dizaines de fois plus grande, de sorte qu'on peut atteindre 10 A/cm² à 1 250° K.

Les cathodes au tungstène donnent des émissions moins élevées. Pour

des cathodes contenant relativement beaucoup de carbonate (30 % en poids) et frittées sous vide, les traitements purement thermiques donnent une importante activation, mais l'émission stable qui en résulte en régime statique à 1 250° K est de l'ordre de 1 mA/cm²; l'émission en régime d'impulsions ne vaut que deux ou trois fois l'émission statique; en outre le passage du courant ne produit pas d'activation, mais un déclin. Pour la cathode activée, A est de l'ordre de 10 mA/cm² et φ de l'ordre de 1,8 eV. Une explication à ces modestes performances est que le tungstène peut agir sur le carbonate sans fournir de métal alcalinoterreux libre (1) produisant l'activation. En présence de charbon en quantité suffisante on peut transformer intégralement le carbonate en oxyde susceptible d'être réduit avec production de métal alcalinoterreux; on doit alors obtenir une meilleure émission. C'est bien ce que l'on observe et nous avons obtenu des émissions dix fois plus grandes que les précédentes. On n'atteint toutefois pas les grosses densités que peuvent fournir les cathodes au nickel; cela doit provenir de la formation de tungstate alcalinoterreux dont la présence est nuisible.

Des cathodes à très forte proportion de tungstène également frittées sous vide (plus de 90 % en poids) n'ont pas donné une meilleure émission; on a certainement affaire dans ce cas à l'émission du tungstène baryé. Nous avons aussi étudié des cathodes contenant à la fois du tungstène et du nickel frittées sous vide; leur comportement se rapproche plus de celui des cathodes au tungstène que de celui des cathodes au nickel; en particulier le passage du courant produit toujours un net déclin, qui disparaît lorsqu'on ne fait plus passer le courant continuellement; d'autre part, après un traitement thermique poussé on obtient une émission relativement élevée à la température de fonctionnement, mais cette émission décline rapidement indépendamment de l'effet de déclin dû au courant; pratiquement l'émission utilisable à 1 250° K ne dépasse pas 1 mA/cm². Le frittage dans l'hydrogène de toutes les cathodes contenant du tungstène conduit toujours à des cathodes peu émissives; cela doit être dû à la formation de tungstate.

Nous avons enfin étudié des cathodes contenant du zirconium et du thorium. Ces métaux très réducteurs ne doivent être utilisés qu'ajoutés en petite quantité dans les cathodes précédentes, afin de limiter la formation nuisible de zirconate et de thorate.

---

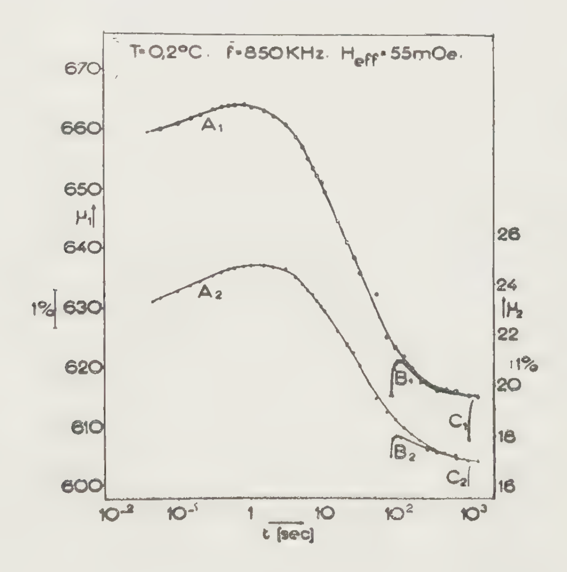
(1) R. C. Hughes, P. P. Coppola et H. T. Evans, *J. Appl. Phys.*, 23, 1952, p. 635-641.

MAGNÉTISME. — *Phénomènes transitoires dans un ferrite.* Note (*) de M. **Siegward Matz**, transmise par M. Louis Néel.

Poursuivant des mesures antérieures ([1]) faites à tension constante, nous avons mesuré des phénomènes transitoires relatifs à la perméabilité complexe d'un ferrite, à champ constant, en haute fréquence pendant des temps de quelques secondes à quelques heures. L'étude approfondie d'un ferrite de nickel-zinc en fonction de la température (— 196° C à 20° C), de l'intensité de champ, de la fréquence et du temps t_1 écoulé entre une désaimantation et l'établissement du champ nous a donné les résultats suivants.

Les phénomènes ne sont pas liés à une fréquence particulière; nous les avons observés dans toute la gamme 100 kHz — 1 MHz.

Les deux composantes de la perméabilité complexe $\bar{\mu} = \mu_1 - j\mu_2$ varient



d'une manière tout à fait analogue. Les variations sont régies par de nombreuses constantes de temps dispersées dans un rapport de 1 à 5.10^3. La relation exponentielle entre la température et les constantes de temps conduit à une énergie d'activation de l'ordre de 10^4 cal/mole.

Dans des champs très faibles, la perméabilité décroît avec le temps après une désaimantation. Cette désaccomodation se passe indépendamment du fait que le ferrite est soumis au champ alternatif ou non. Le montant de la désacco-

(*) Séance du 26 juillet 1954.

([1]) S. Matz et L. Weil, *Ann. Inst. Polytechn.*, Grenoble, 1, 1954, p. 55.

modation augmente avec l'intensité de champ, mais ne s'annule pas pour un champ extrêmement faible.

En appliquant un champ plus intense, de l'ordre du cinquième du champ coercitif, la perméabilité commence par croître à partir du moment de l'établissement du champ et décroît ensuite. Si l'intervalle de temps t_1 dépasse la constante de temps la plus grande des phénomènes, on n'observe que la croissance seule, le phénomène ne dépendant plus du paramètre t_1. Dans un champ très faible (2,5 mOe_{eff}) et dans les mêmes conditions la perméabilité ne varie plus du tout.

Les courbes de la figure 1 avec l'indice 1 sont relatives à μ_1 et avec l'indice 2 à μ_2. Elles commencent dans le diagramme au temps $t = t_1$, paramètre de chaque paire de courbes. Les courbes $C_{1,2}$ sont un exemple du cas où la désaccomodation ne se manifeste plus.

Ces phénomènes s'expliquent par la théorie du traînage de diffusion de L. Néel ([2]), ([3]). Cette théorie prévoit un comportement différent des deux composantes de la perméabilité. Elle est adaptée aux effets des champs faibles où les pertes par hystérésis sont négligeables.

Nos mesures, effectuées à des intensités de champ relativement élevées devant le champ coercitif, sont accompagnées de pertes considérables par hystérésis. Nous avons tenu compte de ces pertes d'une manière approximative en introduisant un angle de phase φ entre le champ appliqué et le déplacement moyen des parois. D'après les formules du traînage ainsi dérivées les parties variables de la perméabilité $\Delta\mu_1$ et $\Delta\mu_2$ sont proportionnelles à la même loi de temps et de plus $\Delta\mu_1$ est proportionnelle à $\cos\varphi$, $\Delta\mu_2$ à $\sin\varphi$. L'augmentation de la perméabilité par hystérésis μ_{1H} et μ_{2H} d'une part et les parties variables avec le temps d'autre part satisfont à l'équation

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\Delta\mu_2}{\Delta\mu_1} = p\,\frac{\mu_{2H}}{\mu_{1H}}.$$

On a vérifié à la température ambiante en mesurant la croissance de la perméabilité que le facteur p est indépendant du champ.

La croissance de la perméabilité est donc liée aux processus irréversibles de l'aimantation contrairement à la désaccomodation qui est simplement une conséquence de la stabilisation de l'aimantation spontanée après une désaimantation.

Nous admettons, comme il a déjà été suggéré pour d'autres mesures de relaxation ([4]), un processus de diffusion électronique, entre des ions ferriques et ferreux sur des sites équivalents du réseau cristallin pour expliquer le traînage observé.

([2]) *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 339.

([3]) *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 249.

([4]) H. P. J. Wijn, *Diss. Leiden*, 1953.

LUMINESCENCE. — *Propriétés optiques d'une nouvelle substance luminescente à base d'oxyde d'antimoine* Sb_2O_4. Note de MM. **Roger Bernard** et **Joseph Janin**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'oxyde Sb_2O_4 activé par le manganèse présente une luminescence orangée quand on l'excite à l'aide de radiations de longueur d'onde inférieure à 3500 Å. On a étudié l'influence de la température sur cette luminescence.

Nous avons indiqué dans une Note précédente [1] que l'oxyde Sb_2O_4 est un produit intermédiaire dans la préparation de l'anhydride antimonieux luminescent. Ce tétroxyde possède lui-même des propriétés optiques intéressantes lorsqu'il est activé par le manganèse et préparé dans certaines conditions.

La matière première est l'anhydride Sb_2O_3 amorphe que l'on chauffe en couche mince avec du chlorure de manganèse, dans l'air, à 1000° C. Le produit obtenu est une poudre blanche qui présente une luminescence orangée en lumière de Wood. Nous avons étudié quatre échantillons contenant respectivement 0,01, 0,05, 0,5 et 2,5 % de manganèse. Ce dernier pourcentage est un maximum au-dessus duquel le sel activateur joue aussi le rôle de fondant, ce qui compromet la préparation. L'émission la plus intense correspond à la teneur 0,05 % en manganèse.

On observe sous excitation une luminescence assez intense avec une postluminescence brève à la température ordinaire. Les spectres d'émission enregistrés pendant l'excitation et une demi-seconde après la fin de celle-ci sont identiques; ils consistent en une seule bande s'étendant de 5500 à 7500 Å avec un maximum vers 6300 Å.

La luminescence de l'oxyde Sb_2O_4 activé par le manganèse est excitée par les radiations de longueur d'onde inférieure à 3500 Å. Cette limite est très nette et l'intensité émise décroît progressivement quand la longueur d'onde de la radiation excitatrice diminue à partir de 3400 Å. Le spectre d'excitation semble indépendant de la teneur en manganèse.

Nous avons également analysé le spectre d'absorption en opérant par réflexion sur une couche de la substance étudiée. L'absorption est à peu près uniforme au-dessous de 3500 Å; cette limite se déplace de 100 Å environ du côté des courtes longueurs d'onde lorsqu'on abaisse la température jusqu'à — 190° C. L'absorption ne dépend pas de l'activateur; elle est donc due au réseau. Il est possible qu'en fait il s'agisse de la bande fondamentale du réseau prolongée du côté des grandes longueurs d'onde par une bande relativement large liée aux lacunes qui doivent être nombreuses dans un tel corps.

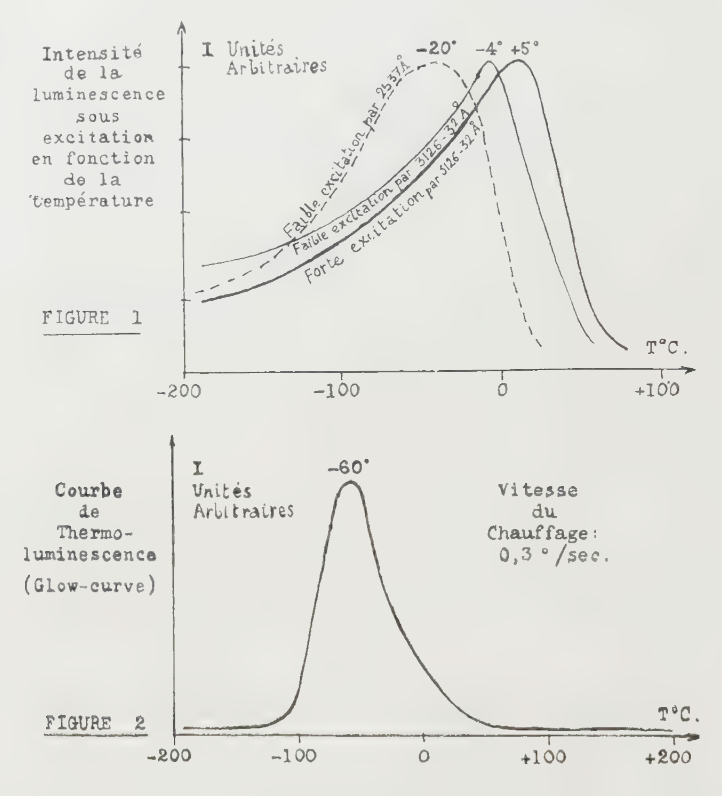
Les spectres d'émission enregistrés à — 60 et + 20° C sont identiques. Par contre, l'intensité émise varie rapidement avec la température. Les courbes de

---

(1) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 798.

la figure 1 montrent que les transitions sans radiation jouent un rôle très important dès la température ordinaire, surtout pour l'excitation à l'aide de la radiation $\lambda = 2537$ Å. On observe en outre une diminution du rendement à basse température ; ce phénomène a déjà été signalé dans le cas de substances activées par le manganèse ([2]). Lorsqu'on réduit le flux excitateur, le maximum d'intensité se déplace du côté des basses températures.

La courbe de thermoluminescence (*fig.* 2) présente un maximum très accusé



entre — 65 et — 60° C (et peut-être un autre vers — 10° C). Les pièges électroniques responsables de la phosphorescence observée se trouveraient donc situés à une profondeur moyenne de 0,42 eV, d'après la théorie de Randall et Wilkins ([3]).

Nous avons vu que l'énergie est absorbée dans le réseau. Elle est vraisemblablement dissipée sous forme de vibrations thermiques dans le cas du tétroxyde pur; elle est au contraire transférée aux centres manganèse quand cet activateur est présent. Nous espérons pouvoir préciser le mode du transfert ainsi que le mécanisme électronique mis en jeu grâce à l'étude du déclin de la luminescence et de la photoconductibilité, actuellement en cours.

([2]) F. A. Kröger, *Some Aspects of the Luminescence of Solids*, 6, 1948; Th. P. J. Botden et F. A. Kröger, *Physica*. 13, n° 4-5, 1947, p. 216-224.

([3]) *Proc. Roy. Soc. A.*, **184**, 1940, p. 365-389.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Variation du rendement de l'excitation coulombienne pour les deux premiers niveaux de rotation du tantale par des protons d'énergie comprise entre* 1,2 *et* 4,5 MeV. Note (*) de MM. **Roland Barloutaud** et **Tovy Grjebine**, présentée par M. Francis Perrin.

L'excitation coulombienne de ^{181}Ta a été étudiée avec des protons de 1,2 à 4,5 MeV. Les γ de 137, 166 et 303 keV ont été observés. Les variations des rendements en cible épaisse sont en bon accord avec la théorie.

L'excitation coulombienne de ^{181}Ta a été mise en évidence par T. Huus et C. Zupancic (1), C. L. McClelland et C. Goodman (2) qui ont observé les γ de désexcitation des niveaux de rotation de 137 et 303 keV. Récemment, Eisinger (3) a montré l'existence d'un troisième γ de 166 keV correspondant à la transition entre ces deux niveaux.

Huus et Zupancic ont mesuré la variation du rendement en cible épaisse des γ de 137 et 303 keV produits par des protons d'énergie comprise entre 1 et 2,2 MeV; G. M. Temmer et N. P. Heydenburg (4) ont fait la même expérience pour les γ de 137 keV produits par des α d'énergie comprise entre 1 et 3,7 MeV. Alors que ces auteurs trouvent un bon accord avec la courbe de rendement théorique, Goldburg (5) trouve, pour le rendement de 137 keV une croissance plus rapide que celle escomptée théoriquement.

Nous avons mesuré les rendements en cible épaisse des γ de 137 et 303 keV de Ta bombardé par des protons d'énergie comprise entre 1 et 4,5 MeV.

Les protons accélérés par l'accélérateur Van de Graaff de Saclay viennent frapper une cible épaisse de Ta; les γ émis sont détectés par un spectromètre à scintillations à cristal de NaI(Tl) placé à 18 cm environ de la cible. L'angle entre les protons incidents et les γ détectés a été choisi à 55° : comme la distribution angulaire de ces γ est en bonne approximation en $1 + a(E)\cos^2\theta$, le rendement des γ émis à cet angle est proportionnel au nombre de γ émis dans l'angle solide total. La résolution présentait une largeur à mi-hauteur de 16 à 17 % de l'énergie pour le γ de 137 keV. Un écran de 1,2 mm d'étain permettait d'absorber presque totalement les rayons X gênants du tantale et du plomb (dus à l'effet photoélectrique des γ sur le canalisateur de Pb). L'écran absorbait 58 % du γ de 137 keV et 46 % du γ de 166 keV. La figure 1 montre le spectre des γ obtenu pour des protons de 3,97 MeV : le γ de 166 keV, à peine avantagé par l'absorbant d'étain, est très nettement visible.

(*) Séance du 26 juillet 1954.

(1) *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 28, 1953, n° 1.

(2) *Phys. Rev.*, 91, 1953, p. 760.

(3) J. T. Eisinger, C. F. Cook et C. M. Class, *Phys. Rev.*, 94, 1954, p. 735.

(4) *Phys. Rev.*, 93, 1954, p. 351.

(5) W. I. Goldburg et R. M. Williamson, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 29, 1954, n° 1, p. 10.

Afin de mesurer le rendement du γ de 137 keV dû à la désexcitation du premier niveau formé directement, il est nécessaire de retrancher de l'intensité γ de 137 keV la contribution apportée par la désexcitation en cascade du deuxième niveau, contribution qui est égale à l'intensité du γ de 166 keV corrigée des facteurs suivants :

1° Rapport des probabilités d'émission γ pour les transitions de 137 et 166 keV [les coefficients de conversion de ces deux transitions ont été calculés au moyen des tables de Rose en supposant pour chacune d'elles un mélange $E_2 + M_1$ avec 15 % de E_2 (6) et en connaissant les rapports K/L (6)].

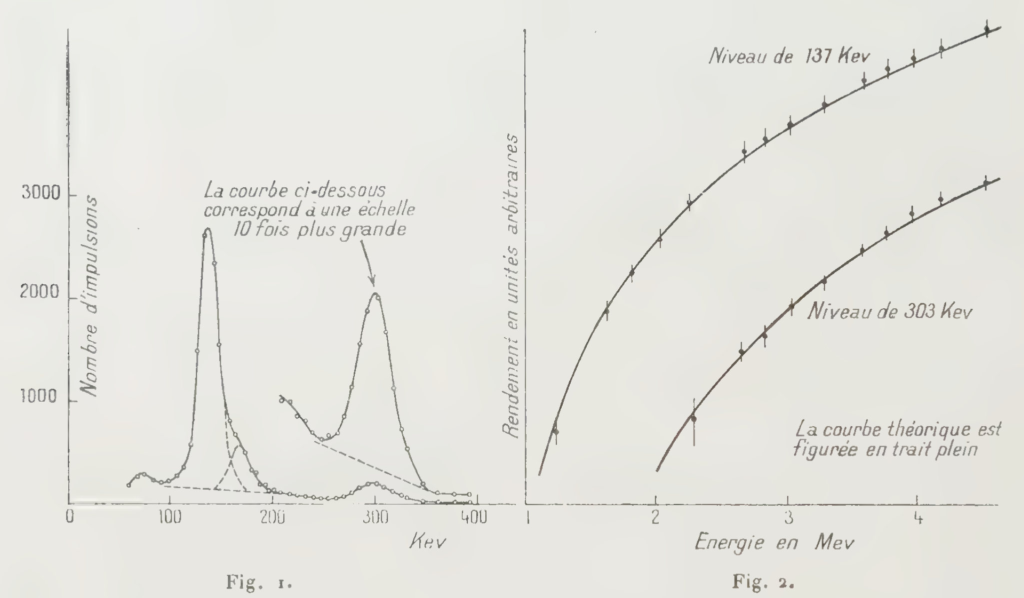


Fig. 1. Fig. 2.

Spectre énergétique des γ du Ta bombardé par des protons de 3,97 MeV.

2° Rapport des probabilités de transmission à travers l'écran d'étain et la cible de tantale pour les γ de 137 et 166 keV.

3° Rapport des efficacités de ces γ dans le cristal (ce rapport étant presque égal à l'unité).

Les intensités globales ont été mesurées en intégrant les divers pics et en soustrayant un fond comme indiqué sur la figure 1. La nécessité des diverses corrections pour le γ de 137 keV et la présence d'un fond important pour celui de 303 keV font que la précision de chaque point de la figure 2 n'est que de 6 à 10 %.

Le nombre de γ émis par proton incident d'énergie E_0 et de parcours x_0 en grammes par centimètre carré est proportionnel à

$$\int_0^{x_0} e^{\frac{\mu(x_0-x)}{\cos\theta}} \sigma[\theta, E_x]\,dx \sim \int_{E_0}^{0} e^{\frac{\mu(x_0-x)}{\cos\theta}} \sigma[\theta, E]\frac{1}{\sigma_r(E)}\,dE,$$

(6) T. Huus et C. Zupancic, *Phys. Rev.*, **92**, 1953, p. 1579.

E étant l'énergie du proton dont le parcours restant est x et μ le coefficient d'absorption des γ dans la cible; σ_r est la section efficace de ralentissement; $\sigma(E)$ la section efficace d'excitation coulombienne.

Nous avons effectué le calcul de $\sigma(E)$ au moyen de la formule $\sigma(E_2) \sim E g_2(\xi)$ où $g_2(\xi)$ était calculé d'après K. Alder et A. Winther ([7]) en prenant

$$\xi = \frac{z_1 z_2 e^2}{\hbar}\left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1}\right),$$

v_1 et v_2 étant les vitesses du proton avant et après le choc. L'intégrale ci-dessus a été calculée pour les niveaux de 137 et 303 keV; μ a été pris égal à 2,5 cm^2/g pour le γ de 137 keV et la correction d'autoabsorption a été négligée pour le γ de 303 keV; la section efficace de ralentissement des protons dans le tantale a été tirée de ([8]). Les courbes théoriques ainsi calculées ont été normalisées pour les valeurs expérimentales de 3,03 MeV et sont montrées sur la figure 2.

Nous voyons ainsi que jusqu'à 4,5 MeV, les rendements expérimentaux sont tout à fait compatibles avec la théorie.

RÉSONANCE NUCLÉAIRE. — *Résonance quadrupolaire de* ^{79}Br *et* ^{81}Br *dans le paradibromobenzène*. Note (*) de MM. **Daniel Dautreppe** et **Alain Blaise**, transmise par M. Louis Néel.

La théorie de Bayer appliquée au paradibromobenzène ne rend pas bien compte de la variation de fréquence observée de 20 à 300° K. L'effet Zeeman sur la raie de ^{81}Br dans un monocristal, a permis, d'une part, de trancher entre deux schémas de structure, d'autre part, la mesure de l'angle des liaisons C-Br évalué ainsi à 75°.

1° *Variation de la fréquence avec la température*. — Les fréquences de résonances de ^{79}Br et ^{81}Br ont été mesurées pour quatre températures entre 20 et 300° K. Les résultats sont traduits par les courbes de la figure 1. Le rapport $(\nu_{79}/\nu_{81}) = 1,197$ est en bon accord avec le rapport des moments quadrupolaires des deux isotopes. La courbe déduite de la théorie de Bayer ([1]) d'après les fréquences de vibration de la molécule données par Rousset ([2]), est moins satisfaisante que pour p-$C_6H_4Cl_2$ ([3]). Une étude théorique de ces divergences est en cours et fera l'objet d'une publication ultérieure.

2. *Effet Zeeman sur un monocristal*. — La figure 2 représente les projections

---

([7]) *Phys. Rev.*, **91**, 1953, p. 1578.

([8]) R. Fuchs et W. Whaling, Rapport sur les sections efficaces de ralentissement.

(*) Séance du 26 juillet 1954.

([1]) *Z. Phys.*, **130**, 1951, p. 227.

([2]) Rousset et Lochet, *J. Phys. Rad.*, **3**, 1942, p. 146.

([3]) D. Dautreppe, B. Dreyfus et M. Soutif, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 2309.

sur le plan *a*, *b* de *p*-$C_6H_4Br_2$ et *p*-$C_6H_4Cl_2$ d'après B. Hendricks (4). Croetto, Bezzi et Bua (5), ont par contre trouvé un isomorphisme complet entre les deux corps, en associant les atomes 1 et 2 de Br (*fig.* 2) comme partenaires dans la molécule.

Notre monocristal, tiré d'un bloc de trois monocristaux encastrés obtenus

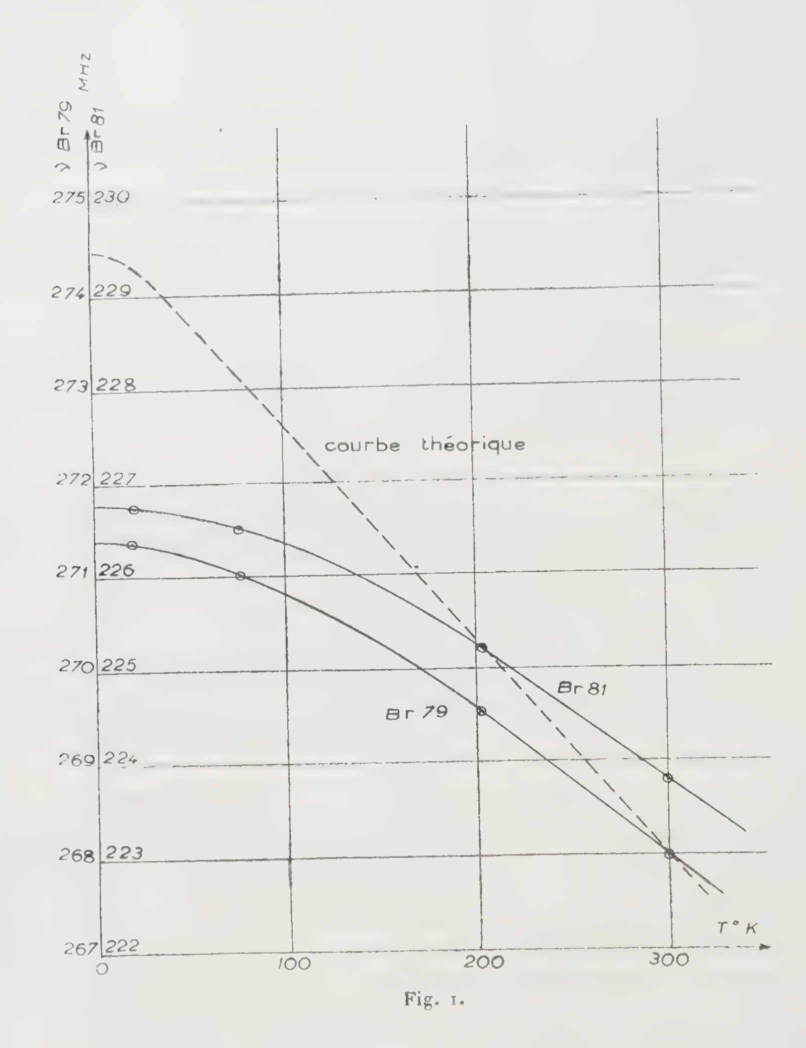


Fig. 1.

par la méthode de Gross et Vuks (6), présentait, grâce à l'encastrement, deux faces de clivage suffisamment nettes pour permettre de discerner entre le plan d'excellent clivage et celui de bon clivage (*fig.* 2). L'intersection de ces deux faces donnait aussi l'axe *c* de la maille.

(4) *Z. Kristall.*, 84, 1933, p. 85.

(5) *Acta Crystal.*, 5, 1952, p. 825.

(6) *J. Phys. Rad.*, 7, 1936, p. 113.

Nous appuyant sur l'orientation ainsi connue des plans de clivage, et enregistrant la décomposition Zeeman de la raie ^{81}Br produite par un champ magnétique continu H balayant le plan a, b, nous avons vérifié

1° Que le plan des axes des molécules a même orientation que dans p-$C_6H_4Cl_2$, et qu'il convient donc d'associer les atomes 1 et 2 de Br comme partenaires. En effet la raie se scinde, lorsque H est suivant Oz, en deux raies très distinctes d'intensités égales (*fig.* 3 *b*) à la moitié de celle de la raie non perturbée (*fig.* 3 *a*), décelant la perpendiculaire commune aux liaisons C—Br.

2° Que l'angle des axes Br—Br des deux molécules de la maille est de 75°, même valeur que dans p-$C_6H_4Cl_2$ pour Cl—Cl [7]. En effet lorsque H balaye

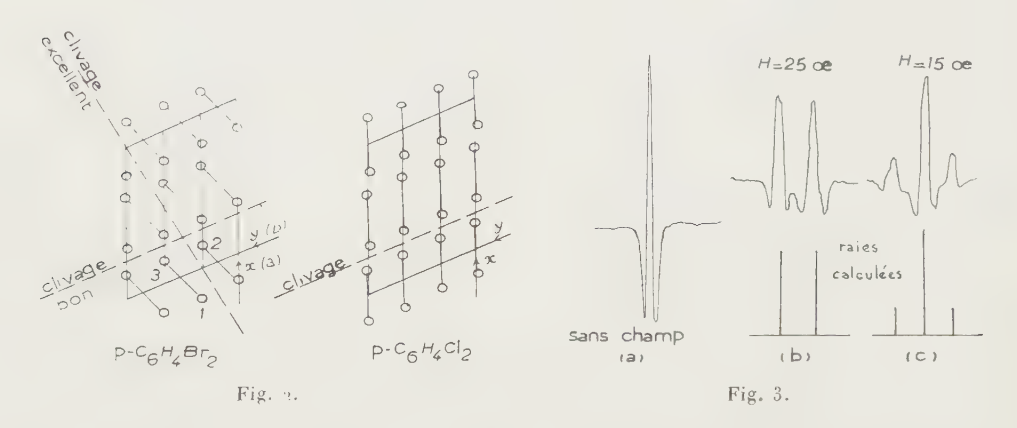


Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 2. — Projections a, b du paradibromobenzène et du paradichlorobenzène d'après B. Hendricks.

Fig. 3. — Effet Zeeman sur un monocristal de paradibromobenzène (dérivée seconde des raies d'absorption).

le plan bissecteur (plan a, b) de l'angle des axes Br—Br, une décomposition en trois raies nettes d'intensités relatives correctes apparaît pour $\widehat{H, Oz} = 42°$ (*fig.* 3*c*), indiquant la valeur caractéristique de 54° 40′ pour $\widehat{H, Br}$—Br. On tire ainsi 75° ± 2° pour l'angle cherché.

En résumé, il faut donc associer les atomes 1 et 2 de Br comme partenaires dans la même molécule, contrairement à la représentation d'Hendricks. En ce qui concerne l'angle des axes Br-Br des deux molécules de la maille, le calcul effectué à partir des paramètres donnés par Hendricks, conduit à des valeurs sensiblement égales à 75° pour les positions 1-2 et 1-3, valeur compatible avec nos mesures.

(7) Buyle-Bodin, *Thèse*, Paris, 1954 (sous presse).

CHROMATOGRAPHIE. — *Mise en évidence de relations de structure dans la chromatographie sur papier d'alcaloïdes réalisée par des solutions d'électrolytes.* Note (*) de M. **Albert Resplandy**, présentée par M. Roger Heim.

Des alcaloïdes possédant des molécules peu différentes se comportent avec une grande similitude lorsqu'on les chromatographie sur papier avec des solutions aqueuses d'électrolytes. Nous proposons d'utiliser ces relations pour orienter l'étude de structures indéterminées.

Nous avons exposé dans une précédente Note ([1]), les résultats obtenus en utilisant des solutions d'électrolytes pour le développement des chromatogrammes. Nous rappelons toutefois que les courbes $Rf = f$ (concentration en électrolyte) sont un moyen d'expression simple du comportement chromatographique des alcaloïdes. Le présent travail repose sur l'étude de ces courbes établies pour une série d'exemples pris dans différents groupes d'alcaloïdes :

1° Groupe de la morphine; cf. *fig.* 1 : morphine (1), codéine (2), α-monoacétylmorphine (3), éthylmorphine (4), héroïne (5).

2° Groupe de la tropine; cf. *fig.* 2 : scopoline (1), tropine (2), ecgonine (3).

3° Groupe des mydriatiques; cf. *fig.* 2 : scopolamine (4), homatropine (5), atropine (6).

4° Groupe de la cocaïne; cf. *fig.* 3 : benzoylecgonine (1), cocaïne (2).

5° Groupe de la strychnine; cf. *fig.* 4 : strychnine (1), brucine (2).

6° Groupe de la quinine; cf. *fig.* 5 : cinchonine (1), cupréine (2), quinine (3).

7° Groupe de l'ésérine; cf. *fig.* 6 : éséroline (1), ésérine (2), génésérine (3).

L'examen des diagrammes montre que les courbes $Rf = f(C)$ des alcaloïdes d'un même groupe ne diffèrent que par de faibles écarts. Ces écarts ne changent pas significativement de signe dans les intervalles utilisables de variation de C; la notion de groupe se traduit graphiquement par des familles de courbes qui se localisent sans s'intercepter dans des aires bien déterminées.

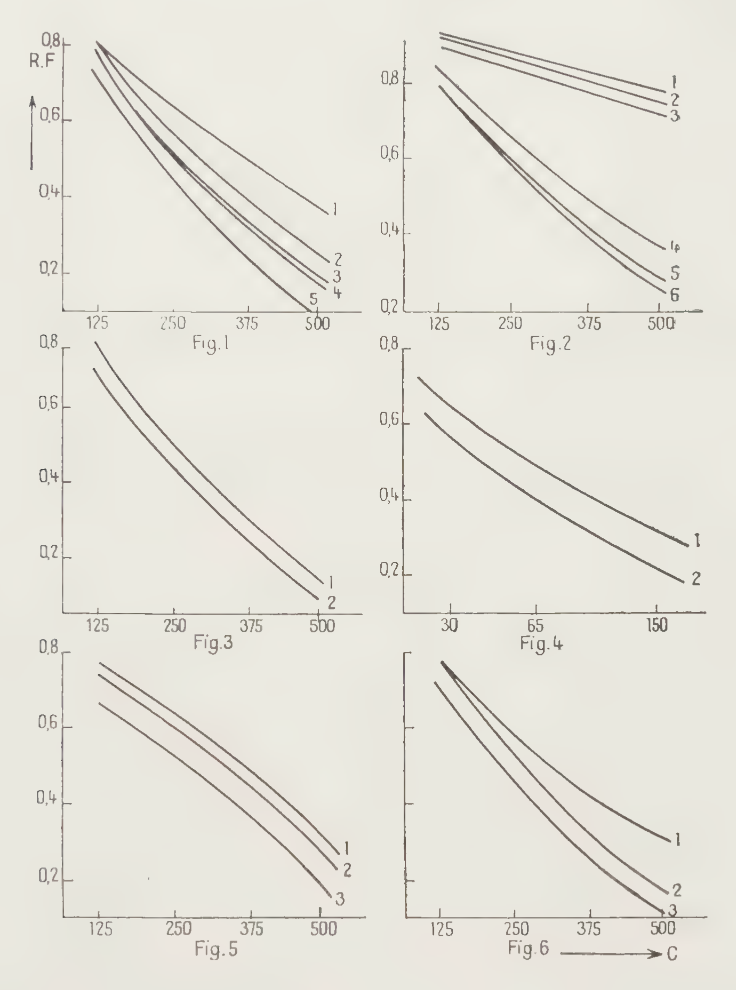
En comparant le comportement des alcaloïdes d'un groupe à celui d'une molécule de référence, il devient possible d'analyser l'action spécifique des éléments structuraux par lesquels ces alcaloides diffèrent. C'est ainsi qu'on peut dégager des exemples étudiés quelques observations d'ordre général : A l'exception du cas où il se forme un époxyde, dans un groupe d'alcaloïdes, les dérivés de substitution ou de combinaison sont ceux qui migrent le plus lentement. Si l'on prend comme base l'alcaloïde le moins substitué et possédant le moins de fonctions saturées, il apparaît clairement que l'action dépressive sur le Rf est d'autant plus marquée que les groupements rattachés à la molécule de référence sont nombreux et complexes. Pour le groupe de la morphine (*fig.* 1),

(*) Séance du 12 juillet 1954.

([1]) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2527.

nous aurons, par exemple, en fonction d'une diminution progressive de Rf la séquence : méthyl (2), monoacétyl (3), éthyl (4), diacétyl (5).

Nous proposons l'utilisation de ces relations pour orienter l'étude des struc-



Les chiffres en abscisses indiquent le nombre de grammes de sulfate d'ammonium contenu par litre, dans les solutions utilisées pour le développement des chromatogrammes. Dans les figures 1, 2, 3, 4, 6, les solutions aqueuses de sulfate d'ammonium ne comportent aucune addition. Dans la figure 5, les solutions ont une acidification constante par 3 % d'acide acétique cristallisable.

tures non déterminées d'alcaloïdes. Des renseignements peuvent être obtenus à trois stades d'investigation :

1° Classement dans un groupe donné d'après la gamme de solutions utilisée et la localisation des courbes $Rf = f(C)$; élaboration d'une hypothèse.

2° Contrôle de l'hypothèse par une série complémentaire de chromatographies effectuées sur des substances obtenues, à partir de l'alcaloïde indéterminé, par des réactions classiques de l'étude des structures. Un exemple

simple est celui de la confirmation apportée par l'identification d'un dérivé du groupe de la tropine dans l'hydrolysat d'un alcaloïde classé dans le groupe des mydriatiques (*fig.* 2).

3° Essais d'identification directe grâce à une série de témoins. Ceux-ci sont choisis en fonction de relations observées dans l'étude de l'action spécifique des facteurs structuraux secondaires pour le cas déterminé.

La méthode exige l'examen d'un grand nombre de substances. Cependant, ce nombre peut être souvent réduit, car il n'est pas nécessaire de renouveler des déterminations si l'on a contrôlé l'homogénéité du papier, et pris certaines précautions concernant en particulier la température ([1]). Nous bénéficions par contre de l'avantage de n'avoir pas à effectuer d'isolement ou de purification pendant les différentes phases de la recherche et de pouvoir travailler sur de faibles quantités de substance.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une famille de substances colorées douées du pouvoir rotatoire.* Note de MM. **Pierre Bédos** et **Charles Bertrand**, présentée par M. Marcel Delépine.

Depuis la découverte des particularités de la dispersion rotatoire des substances colorées ([1]), l'étude de l'effet Cotton a fait l'objet de nombreux travaux théoriques ou expérimentaux. Cependant, l'étude systématique de ce phénomène peut présenter encore un certain intérêt si on l'examine dans une famille de corps se prêtant, par substitution, à des variations notables de l'asymétrie et du spectre d'absorption de la molécule.

La famille dont nous allons décrire sommairement quelques termes est engendrée à partir de dérivés du camphre dextrogyre renfermant, sur le carbone α, un groupement électro-négatif. Traités par les sels de diazonium, certains fixent normalement, sur ce même carbone, le chromophore azoïque, qui participe ainsi directement à son asymétrie, en conférant la couleur à la molécule définitive.

Haller ([2]), d'une part, et son élève Minguin ([3]), d'autre part, ont décrit quelques substances azoïques colorées renfermant le groupement ester carboxylique ou nitrile, sans mentionner leur activité optique. A titre d'exemple, nous avons reproduit l'α-α-phénylazo-cyano-camphre (I) de Minguin F. 155° (déc.). à partir du d.camphre ; ce corps jaune est lévogyre, $[\alpha]_D = -395°$ (alcool).

Tous les groupements électro-négatifs ne se prêtent pas avec la même facilité

([1]) Cotton, *Ann. Chim. Phys.*, 8, 1896, p. 347.

([2]) *Comptes rendus*, 115, 1892, p. 97. *Voir* aussi Feofilaktov, *Am. Ch. Abst.*, 45, 1951, p. 7551 ; 46, 1952, p. 12707.

([3]) *Comptes rendus*, 115, 1892, p. 120.

à la synthèse des dérivés azoïques correspondants. Par exemple, l'α-formyl-camphre (ou oxyméthylène-camphre) et l'acide camphre α-carboxylique, traités par le chlorure de phényldiazonium, perdent le groupement aldéhyde ou acide et engendrent ainsi la mono-phénylhydrazone de la camphoquinone [4] (II).

CH
H_2C CH_2
$H_3C—C—CH_3$
H_2C CO
C
CH_3

CN
C
$N=N—C_6H_5$
CO
(I)

$C=N—NH—C_6H_5$
CO
(II)

La fonction amide, simple ou substituée, présente une tendance marquée à se comporter comme la fonction acide génératrice, en se révélant toutefois plus stable. Une adaptation convenable de la technique de copulation nous a permis de réaliser, de façon satisfaisante, la condensation normale du chlorure de phényldiazonium avec l'amide de l'acide camphre α-carboxylique et avec son anilide. L'α.α-phénylazo-amido-camphre se présente sous forme de petits cristaux orangés F 117°, $[\alpha]_D = -95°$ (alcool). L'α.α-phénylazo-anilido-camphre cristallise en beaux prismes orangés F 129°, $[\alpha]_D = -84°$ (alcool).

Enfin, le groupement phényl-cétone de l'α-benzoyl-camphre s'est montré stable et la copulation normale de cette β-dicétone avec le chlorure de phényl-diazonium n'a présenté aucune difficulté spéciale. Le produit obtenu, après deux cristallisations dans l'alcool méthylique, se présente sous la forme de petits cristaux orangés F 144°-145°, $[\alpha]_D = +268°$ (alcool); mais ceux-ci, redissous dans l'alcool éthylique bouillant, donnent, au refroidissement, de longues aiguilles jaune d'or se désagrégeant vers 170°-175° et fondant ensuite très lentement, $[\alpha]_D = +937°$ (alcool). La richesse en azote et le poids moléculaire (cryoscopie dans C_6H_6) de ce dernier produit stable correspondent bien à l'α.α-phénylazo-benzoyl-camphre.

En résumé, la condensation du chlorure de phényldiazonium avec divers dérivés α-substitués du camphre renfermant certains groupements électro-négatifs variés (—CN, —COOR, $—CONH_2$, —CONHR, —CO—R) permet de réaliser la synthèse de composés azoïques colorés doués d'un pouvoir rotatoire parfois très élevé. Les bases diazotables utilisées dans l'industrie des matières colorantes étant très nombreuses, on se rend compte de la richesse que peut présenter cette famille en termes intéressants.

La préparation de ces corps est poursuivie, ainsi que l'étude de leurs

---

(4) CLAISEN et BISHOP. *Sitzungsberichte d. baeyer. Akad.* 1890, p. 460 et 478; BISHOP, *Thèse*, Munich 1890; BISHOP, CLAISEN et SINCLAIR, *Ann. d. Chem.*, **281**, 1894, p. 347; BETTI, *D. ch. G.* **32**, 1899, p. 1995, *Gazz. chim. ital.*, **29**, (2), 1899, p. 85.

propriétés optiques, limitée momentanément à la mesure du pouvoir rotatoire pour la lumière du sodium, parfaitement transmise par les substances jaunes ou orangées décrites ci-dessus.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le benzo-5.6 rétène.*

Note de MM. **Le-Van-Thoi** et **André Belloc**, présentée par M. Marcel Delépine.

On décrit la synthèse, en six étapes, du benzo-5.6 rétène à partir de l'acide déhydroabiétique :

Acide déhydroabiétique → déhydroabiétate de méthyle → succinoyl-6 déhydroabiétate de méthyle → carboxypropyl-6 déhydroabiétate de méthyle → céto-1′ tétrahydro-1′.2′.3′.4′ benzo-5.6 déhydroabiétate de méthyle → tétrahydro-1′.2′.3′.4′ benzo-5.6 déhydroabiétate de méthyle → benzo-5.6 rétène.

Au cours de nos recherches sur l'acide déhydroabiétique, nous avons réalisé la synthèse du *benzo*-5.6 *rétène*, dont la structure fait prévoir la possibilité d'une activité cancérogène.

L'*acide déhydroabiétique* (I), F 172°, $[\alpha]_j + 62°$ (alcool), s'obtient facilement par déshydrogénation partielle de l'acide abiétique ou des colophanes par le soufre [1]. Son *ester méthylique*, (II), F 62°, $[\alpha]_j + 60°$ (alcool), traité par l'anhydride succinique, en milieu nitrobenzénique et en présence de chlorure d'aluminium, donne le *succinoyl*-6 *déhydroabiétate de méthyle* (III), F 163° (aiguilles incolores, du mélange éther-éther de pétrole), $[\alpha]_j + 72°$ (alcool), avec un rendement de 60 % [2].

L'acide-cétone-ester (III) est réduit selon Clemmensen-Martin en *carboxypropyl*-6 *déhydroabiétate de méthyle* (IV), F 92° (aiguilles incolores, du mélange éther-éther de pétrole), $[\alpha]_j + 90°$ (alcool); rendement quantitatif. [La méthode de Wolff-Kishner modifiée par Huang-Minlon [3] n'est pas applicable, par suite de la formation très facile d'une *pyridazinone* stable F 195°, $[\alpha]_j + 104°$ (alcool)].

Par action de l'acide sulfurique concentré et froid sur (IV), on obtient le *céto*-1′ *tétrahydro*-1′.2′.3′.4′ *benzo*-5.6 *déhydroabiétate de méthyle* (V), qui cristallise du mélange éther-éther de pétrole en feuillets incolores F 125°, $[\alpha]_j + 80°$ (alcool); dinitro-2.4 phénylhydrazone, F 285° (aiguilles rouge brique, du méthanol); semicarbazone, F 305° (de l'alcool). Rendement 40 %. La cyclisation de (V) au moyen du chlorure stannique ou celle de son chlorure d'acide par le chlorure d'aluminium donne de moins bons résultats.

La réduction du céto-ester (V) selon Clemmensen-Martin donne quantitativement le *tétrahydro*-1′.2′.3′.4′ *benzo*-5.6 *déhydroabiétate de méthyle* (VI),

(1) R. Lombard, *Thèse*, Paris, 1943.

(2) Le-Van-Thoi et A. Belloc, *Bull. Soc. Chim.*, 19, 1952, p. 241.

(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 2487.

F 72° (aiguilles incolores, du méthanol), $[\alpha]_j + 72°$ (alcool); ce dernier est finalement déshydrogéné par le sélénium ou le charbon palladié en *benzo*-5.6 *rétène* (VII), F 198° (écailles incolores, de l'alcool), avec un rendement de 30-40 %.

Le rendement final de cette série de transformations est de 10 % environ par rapport à l'acide déhydroabiétique.

COOR
(I) R = H
(II) R = CH_3

COOCH$_3$
HOOC
O
(III)

COOCH$_3$
HOOC
(IV)

COOCH$_3$
O
(V)

COOCH$_3$
(VI)

(VII)

Le benzo-5.6 rétène ainsi obtenu est nettement différent de l'hydrocarbure (F 88-89°, corr.) décrit sous le même nom par Adelson et Bogert [4], et qui est très vraisemblablement le benzo-3.4 rétène.

Le benzo-5.6 rétène ou méthyl-1 isopropyl-7 benzo-5.6 phénanthrène, qui possède la structure tétracyclique fondamentale du benzo-3.4 phénanthrène

[4] *J. Amer. Chem. Soc.*, 59, 1937, p. 1776.

(on peut le considérer comme le méthyl-8 isopropyl-2 benzo-3.4 phénanthrène), peut être doué d'une activité cancérogène. On sait en effet que l'activité d'un hydrocarbure aromatique à noyaux condensés est en général renforcée par l'introduction convenable d'un ou plusieurs groupements alcoyles. Ainsi les méthyl-1, -2 et -5 benzo-3.4 phénanthrènes sont plus actifs que l'hydrocarbure de base; de même, le benzo-1.2 anthracène qui est pratiquement inactif, devient cancérogène si l'on introduit un groupement méthyle en 5, 6, 7, 9 ou 10, cette activité étant encore fortement accrue dans le cas du diméthyl-9.10 benzo-1.2 anthracène.

L'étude biologique du benzo-5.6 rétène est en cours.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Quelques réactions de la cyclopentyl-2 cyclohexanone.* Note de M. **Max Mousseron** et Mme **Magdeleine Mousseron-Canet**, présentée par M. Marcel Delépine.

La déshalogénation par le méthylate de sodium des chloro-2 cyclopentyl-2 cyclohexanone et chloro-6 cyclopentyl-2 cyclohexanone donne principalement les cyclénones correspondantes. La désamination des deux cyclopentyl-2 aminocyclohexanes stéréoisomères conduit à des réactions d'élimination avec formation de carbures. Diverses cyclopentylcyclohexénones ont été décrites.

L'*o*-cyclopentylphénol [1] hydrogéné sur Ni Raney à 200° sous 200 K° conduit à l'alcool saturé correspondant, qui par oxydation chromique donne la cyclopentyl-2 cyclohexanone (I). Celle-ci est obtenue à l'état pur dans la réaction de la cyclohexanone et du chloro-2 cyclopentène en présence d'amidure de sodium; la cyclopenténylcyclohexanone ainsi obtenue donne (I) par hydrogénation D. N. P., F 157°.

=O (I) — Cl =O (III) → =O (V) + —COOH

=O Cl (II) → =O (IV)

(1) M. Mousseron et Mme Mousseron-Canet, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 427.

Par chloration on isole la chloro-2 cyclopentyl-2 cyclohexanone (II) à côté de la chloro-6 cyclopentyl-2 cyclohexanone (III); l'action du méthylate de sodium sur le mélange de (II) et (III) fournit la cyclopentyl-2 cyclohexène-2 one (IV) D. N. P. rouge F 139° et la cyclopentyl-2 cyclohexène-5 one (V) D. N. P. jaune F 169°, ces cyclénones se forment par un mécanisme E_2.

Leur configuration a été confirmée par l'étude de leurs spectres ultraviolets; pour D. N. P. de (IV) λmax 378 mμ logε 4,38 dans l'alcool, λmax 385 mμ logε 4,38 dans le chloroforme; pour D. N. P. (V) λmax 369 logε 4,34 dans l'alcool, λmax 372 mμ logε 4,35 dans le chloroforme.

A côté se forme une très faible quantité d'acide cyclopentyl-2 cyclopentane carboxylique S. benzylthiouronium F 147° provenant de (III) par addition de CH_3O^- sur le carbonyle. Ces résultats indiquent une réactivité réduite du carbonyle dans le mécanisme de la déshalogénation de la chlorocétone (III).

De même, le dérivé chloré (II) provenant de la cyclohexyl-2 cyclohexanone réagit avec le méthylate de sodium suivant un mécanisme E_2 pour donner la cyclohexyl-2 cyclohexène-2 one D. N. P. F 162-163°.

L'action du diazométhane sur (I) ne donne aucune augmentation de cycle, pas plus que la cyclopentyl-2 cyclopentanone, montrant la difficulté d'addition du carbonyle. L'action de l'acide cyanhydrique sur (I) prouve également une faible réactivité du carbonyle.

La cyclopentyl-2 cycloheptanone D. N. P. F 110° a été synthétisée par réaction du chloro-2 cyclopentène et de la cycloheptanone en présence d'amidure de sodium, suivie d'une hydrogénation.

L'amination catalytique de (I) conduit aux amines stéréoisomères; celles-ci ont été scindées par cristallisation dans l'alcool aqueux en deux chlorhydrates : l'un peu soluble F 201°, dérivé benzoylé F 117°, et l'autre F 160° correspondant à un dérivé benzoylé F 167°.

La désamination nitreuse a été effectuée sur chacun des chlorhydrates; dans les deux cas, seule la réaction d'élimination se produit avec formation de carbures $É_{18}$. 100° constitués par le cyclopentyl-1 cyclohexène-1 (VI) et le cyclopentyl-1 cyclohexène-2 (VII) caractérisés comme suit : le nitrite d'isoamyle et l'acide chlorhydrique donnent un nitrosochlorure blanc F 116° correspondant à (VI), (VII) ne fournissant pas de dérivé cristallisé.

NH_2 → + H—O, O—C—CH_3

cis et *trans* (VI) (VII) (VIII)

D'autre part, l'action de l'acide performique sur le mélange des carbures

conduit à deux diols; l'un liquide, donne par SO_4H_2 10 % la cyclopentyl-2 cyclohexanone et correspond au cyclopentyl-1 cyclohexane diol-1.2 *trans* et provient de (VI). L'autre F 131°, stable en milieu acide, est identique à celui isolé dans l'action de l'acide performique sur le cyclopentyl-1 cyclohexène-2, carbure se formant également dans la pyrolyse à 550° de l'acétate du *cis* cyclopentyl-2 cyclohexanol (VIII) suivant un processus de *cis*-élimination.

Ces résultats diffèrent de ceux généralement observés dans la désamination nitreuse des amines cyclohexaniques substituées, les dérivés *cis* donnant des carbures par *trans*-élimination alors que les alcools *trans* de substitution dérivent des composés *trans*.

Signalons que l'amination catalytique de la cyclopentyl-2 cycloheptanone conduit aux deux amines stéréoisomères séparées par leurs dérivés benzoylés F 128-129°, F 75-77°.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Étude des déformations dans quelques spinelles de cuivre.* Note (*) de MM. **Félix Bertaut** et **Claude Delorme**, présentée par M. Charles Mauguin.

Fe_2CuO_4 et $GeCo_{2-x}Cu_x$ sont quadratiques, le rapport $[(c/a)(>1)]$ augmentant avec la concentration en ions Cu^{++} sur les sites octaédriques. Al_2CuO_4 est cubique et partiellement inverse. Cr_2CuO_4 est quadratique, $[(c/a) = 0{,}92]$ et sensiblement normal à toutes les températures.

Dans cette Note nous étudions les déformations que l'ion Cu^{++} introduit dans les spinelles suivants qui sont très différents par leur nature : Fe_2CuO_4, Cr_2CuO_4, Al_2CuO_4 et $GeCo_{2-x}Cu_xO_4$.

Fe_2CuO_4 est déjà bien connu (1). Rappelons ici qu'il est cubique au-dessus de 760° C et que sa déformation quadratique croît lorsque la température de trempe décroît. La valeur maximum de c/a est 1,06. D'après les mesures d'intensité de réflexion et de saturation magnétique (2) Fe_2CuO_4 tend aux basses températures vers l'arrangement du spinelle inverse. Le degré d'inversion est mesuré par un paramètre λ, égal à la fraction d'ions trivalents (Fe^{+++}) sur les sites tétraédriques (sites A) qui tend donc vers 0,5. Le principe de sa mesure consiste dans la comparaison des intensités de deux raies voisines dont l'une croît, l'autre décroît avec λ (3).

Cr_2CuO_4 est un spinelle également quadratique, mais dont le rapport

(*) Séance du 26 juillet 1954.

(1) L. Weil, F. Bertaut et L. Bochirol, *J. Phys. Rad.*, **11**, 1950, p. 208.

(2) R. Pauthenet et L. Bochirol, *J. Phys. Rad.*, **12**, 1951, p. 249.

(3) F. Bertaut, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 213 et **231**, p. 1950, 88.

d'axes c/a est inférieur à l'unité. $c/a = 0,92$ [4]. L'étude du rapport K des intensités (400) et (422) ($K = (p|F|^2_{400})/(p|F|^2_{422})$) montre que Cr_2CuO_4 est un spinelle normal ($K_{obs} = 0,66$; $K_{calc}(\lambda = 0) = 0,60$ et $K_{calc}(\lambda = 0,5) = 2,6$, compte tenu des corrections de Hönl; radiation de Cr). Cela s'accorde avec ce que l'on sait sur les chromites cubiques de Fe, Co et Ni [5] qui à cause de la prédilection de Cr^{+++} pour les sites octaédriques (sites B) sont normaux. Dans toutes les trempes de Cr_2CuO_4, à des températures variables et en dessous de 900° C, les intensités de raies, le rapport c/a, donc l'entité structurale se conservent. Les cations n'y « migrent » pas comme dans Fe_2CuO_4.

Al_2CuO_4 est cubique à toutes les températures. $a = 8,086$ Å. L'étude des intensités des raies (220), (400) et (422) montre que son degré d'inversion est représenté par la valeur de $\lambda = 0,22 \pm 0,02$.

Un spinelle de formule $GeCu_2O_4$ n'existe pas [6]. Mais Cu^{++} peut se substituer dans une certaine mesure à Co, Fe et Ni dans leurs germanates qui sont des spinelles normaux (Ge^{4+} est sur les sites A). Nous avons étudié $GeCo_{2-x}Cu_xO_4$. Aux faibles concentrations ($x < 0,25$) il y a formation d'un spinelle cubique à toutes les températures. Aux concentrations dépassant $x = 0,6$ la phase $GeCuO_3$ apparaît. Aux concentrations intermédiaires on obtient un spinelle quadratique dont la température critique de transition quadratique-cubique augmente avec la teneur en Cu, la déformation maxima étant mesurée par $c/a = 1,034$ avec $a = 8,21$ et $c = 8,5$ Å. Remarquons que les valeurs limites des paramètres a entre lesquelles les germanates spinelles cubiques sont stables, sont voisines de 8,2 et 8,5 Å [7]. Cela explique que la déformation et aussi la teneur maxima de Cu sur les sites B est plus faible que dans Fe_2CuO_4. En résumé, la déformation est positive ($c/a - 1 > 0$) quand Cu^{++} est sur les sites B et négative quand Cu^{++} est sur les sites A (Cr_2CuO_4). On pourrait penser que Al_2CuO_4 reste cubique par compensation de déformations positives et négatives. Une autre explication pourrait être plus valable.

Le voisinage d'un métal de transition semble être une condition nécessaire pour que la déformation ait lieu. Ceci est à rapprocher de l'existence de surstructures quadratiques dans les systèmes NiO—CuO et CoO—CuO [8] et de leur absence dans celui de MgO—CuO.

---

(4) La plus petite maille ayant la symétrie du groupe, $D^{19}_{4h} - I4_1/amd$, est $A = 6,03$ et $C = 7,80$ Å. Pour faciliter la comparaison avec les spinelles cubiques, nous conservons la maille plus grande $a = A\sqrt{2}$; $c = C$.

(5) E. J. W. Verwey et E. L. Heilmann, *J. Chem. Phys.*, 15, 1947, p. 147.

(6) On obtient toujours $CuO + GeCuO_3$.

(7) F. Bertaut, A. Durif et R. Pauthenet, *IIIe Congrès International de Cristallographie*, Paris, juillet 1954.

(8) F. Bertaut et C. Delorme, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 356 et 238, 1954, p. 1829.

OCÉANOGRAPHIE. — *Sur le niveau moyen de la côte atlantique de l'Amérique du Nord.* Note (*) de M. **Bernard Saint-Guily**, présentée par M. Joseph Pérès.

Un nivellement précis a montré que le long de la côte Est de l'Amérique du Nord le niveau moyen s'élève depuis Saint-Augustine (Floride) jusqu'à Halifax (Nouvelle-Écosse). Nous proposons une hypothèse qui rend compte de cette dénivellation.

La circulation générale de l'Atlantique est essentiellement déterminée par les vents, la rotation de la Terre et une sorte de viscosité latérale due à la turbulence. Si l'on intègre les équations du mouvement suivant la verticale, depuis la surface jusqu'à une profondeur h constante où le frottement est supposé nul, on obtient les équations du transport de masse; on réduit ainsi le mouvement à trois dimensions en un mouvement à deux dimensions. Nous utilisons les coordonnées sphériques.

Soit $\vec{u}$ le vecteur vitesse, le transport de masse $\vec{M}(U, V, 0)$ est défini par

$$\vec{M} = \int_{-h}^{0} \vec{u}\, dz; \tag{1}$$

l'équation

$$\operatorname{div} M = 0; \tag{2}$$

montre qu'il existe une fonction de courant χ définie par

$$U = \frac{1}{a\cos\psi}\frac{\partial\chi}{\partial\varphi}, \qquad V = \frac{1}{a}\frac{\partial\chi}{\partial\psi}, \tag{3}$$

où ψ désigne la latitude, φ la longitude comptée positivement vers l'Est, a le rayon de la terre supposée sphérique.

Appliquons l'opérateur rotationnel aux équations du transport de masse; la composante suivant la verticale oz donne une équation du quatrième ordre pour χ soit

$$\Delta^\star\Delta^\star\chi + 2\Delta^\star\chi - \frac{2\omega a^2}{l}\frac{\partial\chi}{\partial\varphi} = \frac{a^3}{l}\,\overrightarrow{\operatorname{rot}}\,\tau\,|_z; \tag{4}$$

où l'opérateur $\Delta^\star$ a le sens suivant :

$$\Delta^\star = \frac{1}{\cos\psi}\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\cos\psi\frac{\partial}{\partial\psi}\right) + \frac{1}{\cos^2\psi}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}; \tag{5}$$

ω désigne la vitesse angulaire de la rotation de la terre, l le coefficient de

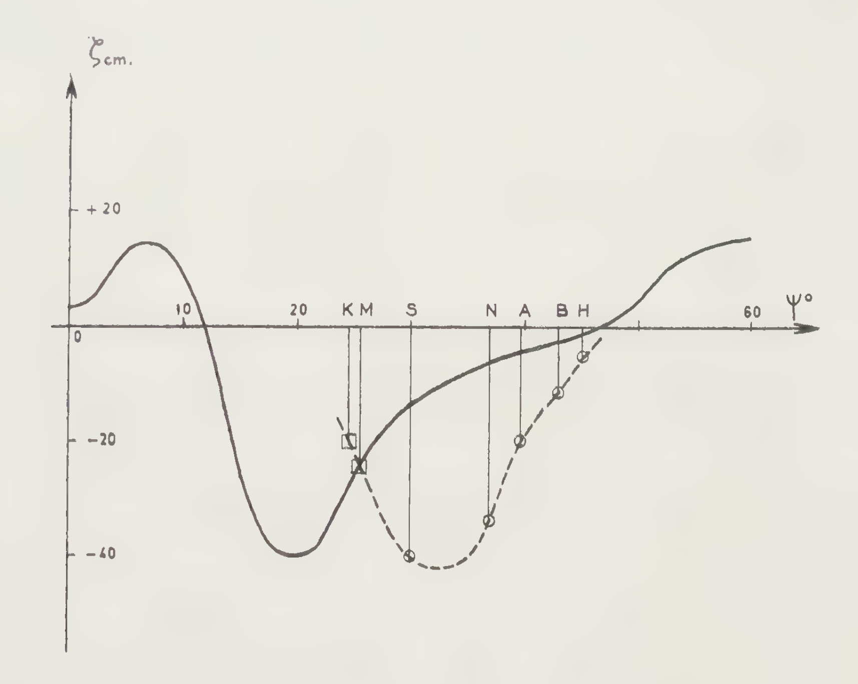
(*) Séance du 26 juillet 1954.

viscosité turbulente latéral et, $\vec{\tau}(\tau_\psi, \tau_\varphi, 0)$ désignant le vecteur impulsion dû au vent :

$$\text{(6)} \qquad \overrightarrow{\text{rot}}\, \tau\,|_z = \frac{1}{\cos\psi}\left[\frac{\partial\tau_\psi}{\partial\varphi} - \frac{\partial}{\partial\psi}(\tau_\varphi\cos\psi)\right];$$

Les océanographes prennent comme profondeur h celle de l'océan étudié. Mais nous pensons que cette profondeur de frottement nul doit coïncider approximativement avec la profondeur maximum de gradient vertical de densité (thermocline), c'est-à-dire du maximum de stabilité.

Si nous appliquons maintenant l'opérateur divergence aux équations du



transport de masse, nous obtenons une équation du deuxième ordre pour la dénivellation ζ du niveau moyen :

$$\text{(7)} \qquad \Delta^\star\zeta = -\frac{1}{g}\Delta^\star p_0 + \frac{1}{gh}\left[\text{div}\,\tau - 2\omega\sin\psi\,\Delta^\star\chi - 2\omega\cos\psi\,\frac{\partial\chi}{\partial\psi}\right],$$

où p_0 désigne la pression atmosphérique.

Nous avons effectué les calculs en coordonnées sphériques pour un océan limité par deux méridiens et deux parallèles de dimensions comparables à celles de l'Océan Atlantique. Nous avons pris une distribution de vents « zonale » voisine de celle existant sur l'Atlantique et pour valeurs de h et l respectivement 200 m et 2.10^7 C. G. S. Sur la figure, on a porté en fonction de la latitude ψ en trait plein les niveaux moyens calculés, en tirreté le niveau moyen déduit des observations. Les points H, B, A, N, S correspondent à un

nivellement effectué respectivement entre : Halifax, Boston, Atlantic-City, Norfolk et Saint-Augustine. Les points M et K (Miami et Key West) sont en partie estimés, mais la remontée du niveau moyen le long de la Floride vers le Sud est certaine. Si l'on tient compte du décalage systématique de 10° de latitude entre la circulation réelle et celle du modèle théorique, la concordance des courbes de niveau moyen est satisfaisante.

BIOLOGIE. — *Nouveaux résultats de mesure photoélectrique de la pénétration de radiations lumineuses visibles jusqu'au cerveau, par le côté et le sommet de la tête, chez des Canards blancs et pigmentés.* Note de (*) MM. **Jacques Benoit, Ladislav Tauc** et **Ivan Assenmacher**, transmise par M. Robert Courrier.

La pénétration jusqu'à l'encéphale des radiations lumineuses est chez un Canard blanc, étudié peu après la mort, du même ordre ou plus grande selon la longueur d'onde, par voie jugale ou apicale que par voie transorbitaire, mais beaucoup plus faible dans les mêmes conditions chez un Canard coloré. Par contre les radiations pénètrent toujours par la voie transorbitaire, indépendamment de la pigmentation de l'Oiseau.

Nous avons récemment décrit une méthode photoélectrique permettant la mesure précise et rapide du degré de pénétration jusqu'au cerveau de diverses radiations visibles monochromatiques, au travers de la région orbitaire [1]. Elle nous permit de déterminer les opacités de la région orbitaire vis-à-vis de radiations émises par une ampoule électrique de 500 W, placée devant l'œil, avec interposition successive de filtres colorés ou interférentiels sélectifs. Ces opacités, d'autant plus grandes que la longueur d'onde utilisée était plus courte, augmentaient, à partir d'une heure environ après la mort, et plus rapidement pour les radiations de courte longueur d'onde. Nous avons entrepris des déterminations analogues sur deux autres régions, jugale et apicale, de la tête du Canard, chez un Canard Pékin, à plumes blanches, et chez un Canard de race mélangée (Rouen×Barbarie), à peau pigmentée et à plumes très fortement colorées (pigment vert foncé et noir). Nos résultats, exprimés par le tableau ci-joint, peuvent être ainsi interprétés :

1° Dans les limites temporelles de nos déterminations d'opacités dans la région jugale du Canard blanc (*cf.* tableau, colonnes *c* et *d*), le *facteur temps* nous apparaît *pratiquement négligeable*, à l'encontre de ce que nous avions précédemment observé au niveau de la région orbitaire (*a* et *b*) où, après un délai de une heure environ, l'opacité augmente avec le temps et d'autant plus que la longueur d'onde est plus courte.

(*) Séance du 2 août 1954.

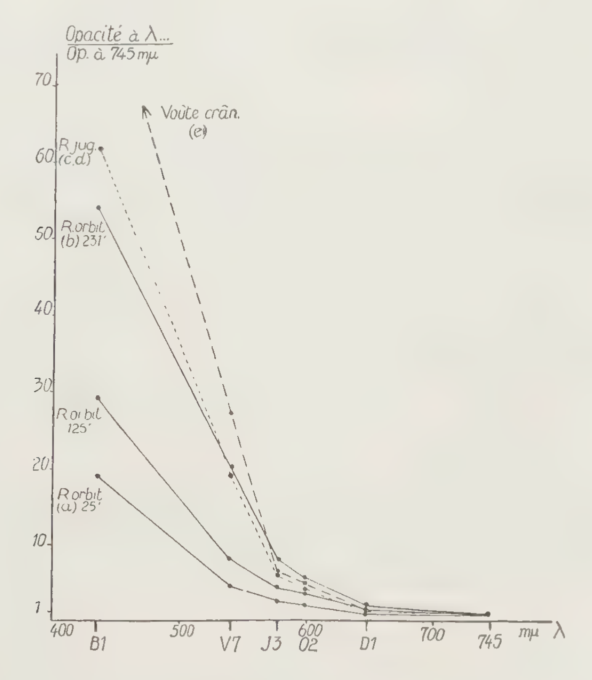
[1] *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 451.

2° *Les pénétrations* des quantités de lumière par la région *jugale* et par le *sommet de la tête* sont *importantes* chez le Canard blanc (*c*, *d*, *e*), voire supérieures à celles observées pour la région orbitaire, en ce qui concerne les radiations rouges, orangée et jaune (*a*, *b*).

Opacité, mesurées à différents temps après la mort, des régions orbitaire, jugale et de la voûte crânienne, chez un Canard blanc et un Canard coloré.

		Canard blanc (Pékin)					Canard fortement pigmenté (Rouen × Barbarie)	
Filtre.	λ max (en mμ).	*a.* R. orbit. (25').	*b.* R. orbit. (231').	*c.* R. jug. (51').	*d.* R. jug. (335')	*e.* voûte crân.	*f.* R. jug.	*g.* voûte crân.
Bleu indigo B1...	435	1 260	4 300	990	840	1 400	40 000	23 000
Vert V7.........	540	295	1 580	310	300	430	63 000	43 000
Jaune J3........	578	176	630	87	93	100	50 000	20 000
Orangé 02.......	599	143	460	61	65	79	40 800	22 000
Rouge D1.......	647	76	157	21	20	24	12 000	7 300
Rouge 745.......	745	66	79	16	11	16	4 000	1 200

3° Ces pénétrations sont en revanche *très faibles chez le Canard pigmenté*. Elles sont chez lui plus faibles de 200 à 600 fois pour la région jugale, et de 100 à 300 fois environ pour le sommet de la tête, que celles observées chez le Canard blanc. Il n'y a au contraire point de différence d'opacité pour la voie



Opacités relatives des régions orbitaires jugale et de la voûte crânienne, en fonction du rouge extrême (opacité à λ 745 mμ = 1) chez un Canard blanc.

orbitaire entre les Canards blancs et les Canards pigmentés. La pénétration lumineuse s'accomplit en effet essentiellement par le globe oculaire. Or les Canards Pékin blancs ne sont pas des albinos, et leurs pigments oculaires sont les mêmes que chez les races colorées. La voie orbitaire représente donc, pour les Canards pigmentés, pratiquement la seule voie d'accès des radiations extérieures à la région hypothalamique de l'encéphale.

4° Les valeurs relatives des opacités aux diverses longueurs d'onde rapportées à l'opacité minimum (opacité à une λ donnée/opacité à λ 745 mμ (*fig.* 1) sont, dans les deux mesures par voie jugale (*c* ou *d*) et par la voie orbitaire, chez le Canard blanc, très voisines, d'une série à l'autre, pour une même longueur d'onde, si l'on choisit comme série de la voie orbitaire celle qui correspond au plus long délai après la mort (*b*), c'est-à-dire après les altérations *post mortem* de l'œil. L'œil altéré a l'opacité des tissus neutres. Au contraire, peu après la mort (condition comparable, nous le savons, à la condition *in vivo*), la voie orbitaire est, par rapport aux autres voies, relativement meilleure conductrice des radiations de courte longueur d'onde que la voie jugale.

Ces différentes données peuvent avoir sur le phénomène de la stimulation par la lumière des centres nerveux hypothalamiques, de la préhypophyse et des glandes génitales des répercussions sensibles, que nous discuterons dans un mémoire plus étendu.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Structure de deux triholosides du lait de Femme.* Note (*) de M. **Jean Montreuil**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Deux triholosides ont été isolés du lait de Femme à l'état pur par chromatographie séparative sur papier; des techniques d'analyse comportant l'application des méthodes classiques à la chromatographie sur papier ont permis d'en déterminer la composition et de proposer des schémas structuraux provisoires.

Dans une Note précédente, en collaboration avec M. Polonovski [1], nous avons signalé l'existence parmi les polyosides du lait de femme de deux composés dont la position sur les chromatogrammes permet de penser qu'il s'agit de triholosides. Nous en avons étudié la structure en mettant en œuvre des techniques générales d'analyse dont nous avons mis au point l'application à la chromatographie sur papier.

L'isolement des triholosides a été réalisé au moyen de chromatogrammes séparatifs sur papier Whatman n° 3, à partir de solutions contenant le mélange de polyosides du lait de Femme. Une première série de chromatogrammes est

---

(*) Séance du 26 juillet 1954.

(1) M. Polonovski et J. Montreuil, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2263.

effectuée dans le système-solvant : pyridine-acétate d'éthyle-eau (1:2:2), dont le passage est prolongé pendant 4 ou 5 jours. On obtient ainsi le mélange des deux triholosides A et B, dont la séparation chromatographique se fait ensuite dans le système-solvant : phénol-isopropanol-acide formique-eau (85:5:10:100).

Les triholosides isolés sont réducteurs et fortement lévogyres. Les hydrolysats chlorhydriques, purifiés par passage sur des colonnes d'échangeurs d'anions, sont chromatographiés dans le système-solvant : butanol-acide acétique-eau (4:1:5). Le dosage des oses constituants (glucose, galactose, fucose) par notre technique au ferricyanure ([2]) montre que les proportions moléculaires sont identiques dans les deux polyosides (1:1:1).

La structure a été étudiée à l'aide des techniques suivantes :

a. Des hydrolysats sulfuriques ménagés (SO_4H_2 N/2), réalisés pendant des temps très courts (2 à 15 mn), sont purifiés par passage sur des micro-colonnes de *Deacidite*, puis chromatographiés. On obtient ainsi, pour les deux sucres, du fucose et un holoside dont le R_f correspond à celui du lactose et dont l'hydrolyse fournit du galactose et du glucose.

b. La nature de l'ose portant le groupement réducteur a été déterminée par l'étude des produits d'oxydation des triholosides par le brome : des quantités de l'ordre de 1 à 10 mg sont dissoutes dans 0.5 ml d'eau distillée et soumises à l'action du brome (25 μl) en présence de 0,05 g de carbonate de calcium. Le brome est éliminé sous pression réduite et de l'acide chlorhydrique est ajouté à la solution en quantité suffisante pour obtenir, après neutralisation du carbonate de calcium, une solution N/1. Après chauffage en tube scellé pendant 30 mn à 100° C, l'hydrolysat est purifié par passages successifs sur échangeurs de cations (*Permutite* 50) et d'anions (*Deacidite* 200). La chromatographie sur papier révèle la présence de galactose et de fucose. Le glucose est donc dans les deux cas terminal ; d'autre part, le fait qu'il est oxydé en totalité confirme qu'il s'agit bien de triholosides.

c. Des hydrolysats obtenus par l'action d'enzymes spécifiques sont soumis à l'analyse chromatographique après purification : la configuration β des liaisons glucosidiques a pu ainsi être déterminée.

Nous pouvons donc proposer pour les triholosides A et B du lait de Femme l'une des structures suivantes : *β-fucosido-β-galactosido-glucose* ou *β-galactosido*\\ *β-fucosido*/ *glucose*, la nature de l'isomérie de deux sucres restant à préciser.

([2]) J. Montreuil, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **31**, 1949, p. 1639.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Chromatographie sur papier des acides organiques fixes de l'urine.* Note (*) de MM. **Roger Osteux** et **Jean Laturaze**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Un traitement préalable par un échangeur d'anions permet d'obtenir à partir de l'urine un extrait contenant les acides organiques fixes et se prêtant parfaitement à la chromatographie sur papier; 27 composés acides ont été décelés dans l'urine normale, parmi lesquels 18 ont été identifiés.

Depuis la Note de Lugg et Overell (1), les nombreuses tentatives d'identification des acides organiques non volatils par chromatographie sur papier ou sur échangeurs d'ions ont donné des résultats satisfaisants tant qu'on opérait sur des solutions-témoins ou sur des milieux biologiques relativement simples. Mais dans la plupart des cas, la coexistence de nombreuses substances minérales et organiques a rendu pratiquement impossible l'application des techniques proposées.

Il nous a donc semblé intéressant de mettre au point une technique générale de préparation des liquides biologiques permettant la mise en évidence des acides organiques par chromatographie sur papier. L'urine constituait une matière première de choix, à cause de sa richesse en composés « chromatographiquement » gênants : sels minéraux, urée, amino-acides, peptides, pigments, etc.

Un séjour de quelques heures à + 4° C précipite d'abord la plus grande partie de l'acide urique; l'urine filtrée est ensuite passée sur une colonne de résine à échange d'anions (*Deacidite* ou *Amberlite* IR4B); après lavage, on élue sélectivement les anions organiques au moyen d'une solution d'acide formique de titre choisi : les acides organiques fixes sont déplacés presque en totalité par une solution à 11 % (v/v), c'est-à-dire 2,9 M, tandis que les anions minéraux, en particulier l'ion phosphorique (le plus gênant), ne sont pratiquement élués qu'à une concentration de 20 % en acide formique (5,3 M). Le liquide d'élution est concentré par distillation sous pression réduite à + 30° C et l'extrait ainsi obtenu est soumis à la chromatographie descendante sur papier bidimensionnelle, dans les conditions suivantes : papier Whatman n° 3. 57 × 46 cm; solvant n° 1 basique, selon Machebœuf et coll. (2) : Alcool absolu **80**, Ammoniaque à 21° B **5**, Eau **10**; durée 24 h à + 20° C, le front dépassant le bord inférieur du papier; solvant n° 2 acide : Butanol **70**, Acide formique **30**, Eau **120**; le front doit arriver tout près du bord du papier. Après séchage, les acides fixes sont révélés soit par pulvérisation d'une solution de vert de bromocrésol (1), soit par une modification de la technique de Isherwood et Hanes (3) au nitrate d'argent ammoniacal. D'autre part,

(*) Séance du 2 août 1954.

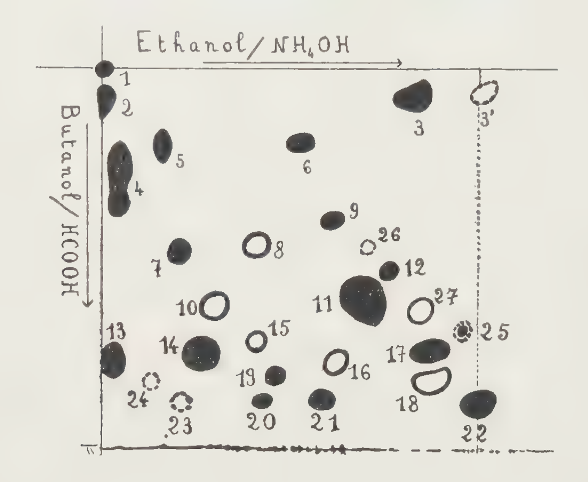
(1) *Nature*, **160**, 1947 p. 87.

(2) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **34**, 1952, p. 380.

(3) *Biochem. J.*, **55**, 1953, p. 824.

des réactifs spécifiques permettent la caractérisation de nombreuses taches : réactif de Berg et d'Uffelmann (acides citrique, tartrique, lactique, déhydro-ascorbique, malique, glycolique, succinique, tache n° 10), réactif au nitrate mercurique (ion phosphorique, dérivés puriques), orthophénylène-diamine ou 2,4-dinitrophénylhydrazine (acides cétoniques), réactif de Kœnig (dérivés nicotiniques), réactif de Nessler (acide lactique), etc. Enfin, l'emploi de témoins internes achève l'identification.

Le schéma ci-contre résume nos résultats; il correspond au chromatogramme de l'extrait de 15 ml d'urine d'adulte normal. Nous ne retrouvons pas



En trait pointillé : taches inconstantes; en trait continu : taches non identifiées; en disques pleins : taches identifiées. Le premier nombre entre parenthèses désigne le R_f dans le butanol formique, et le second nombre le R_f dans l'éthanol-ammoniaque, celui-ci étant calculé par rapport à l'acide hippurique, dont le R_f est arbitrairement fixé à 1.

1 : oxalique (0,0-0,0); 2 : phosphorique (0,07-0,0); 3 : urique (0,07-0,83); 3′ : urique ou dérivé purique (0,06-1,0); 4 : citrique (0,28-0,05); 5 : tartrique (0,20-0,16); 7 : malique (0,48-0,20); 8 : ? (0,46-0,41); 9 : glycérique (0,39-061); 10 : ? (0,62-0,30); 11 : pyrrolidone-carboxylique (0,57-0,68); 12 : glycolique ? (0,53-0,76); 13 : aconitique (0,77-0,03); 14 : succinique (0,75-0,26); 15 : ? (0,73-0,41); 16 : ? (0,78-0,63); 17 : lactique (0,75-0,88); 18 : ? (0,82-0,88); 19 : glutarique (0,82-0,46); 20 : fumarique (0,88-0,43); 21 : adipique (0,87-0,58); 22 : hippurique (0,88-1,0); 23 : ? (0,88-0,21); 24 : ? (0,83-0,13); 25 : nicotinique (0,69-0,96); 26 : ? (0,47-0,70); 27 : ? (0,64-0,84).

les acides α-cétoniques : ou bien ils ne sont pas déplacés de la Deacicite (acide α-cétoglutarique), ou bien ils sont détruits lors de la concentration. Les esters phosphoriques ne sont pas non plus élués par l'acide formique à 11 % : ces deux catégories de composés acides doivent donc faire l'objet d'une analyse séparée. Malgré cette restriction, la mise en évidence d'environ 27 acides organiques fixes dans l'urine humaine normale, parmi lesquels 18 ont pu être identifiés, nous paraît une justification suffisante de la méthode analytique que nous proposons.

PHYSIOLOGIE. — *L'incrément thermique critique de la respiration,* in vitro, *du tissu rénal de Rat blanc et de Hamster* (Cricetus cricetus). Note (*) de M. **Charles Kayser**, transmise par M. André Mayer.

On sait depuis longtemps ([1]) que la résistance à l'hypothermie est beaucoup plus développée chez les Mammifères hibernants que chez les autres : l'arrêt du cœur en hypothermie se fait à une température d'environ 10°C plus basse chez les premiers. Mais si l'on étudie le cœur *in vitro*, en le perfusant, on constate que l'arrêt du cœur se fait à peu près à la même température chez le Rat et chez le Hamster [Adolph ([2])].

Si l'on étudie la conduction d'un nerf périphérique *in vitro*, on voit que le nerf de Rat ne conduit plus en dessous de 9°C, tandis que le nerf de Hamster conduit jusqu'à 3,4°C [Chatfield et coll. ([3])].

En étudiant la respiration du tissu rénal de Rat et de Hamster (*Cricetus cricetus*) nous avons pu constater que l'action de la température était différente chez les deux espèces.

Nous avons suivi la consommation d'oxygène de coupes de tissu rénal de Rat blanc (souche Commentry) et de Hamster ordinaire, réveillé en été. Les mesures ont été faites dans l'appareil de Warburg ([4]) sur des coupes effectuées au microtome de Herbain ([5]). Le liquide de suspension a été le milieu II de Krebs ([6]) sans adjonction de fumarates, ni de pyruvates, ni de lactates.

L'ensemble des résultats est rapporté sur le tableau ci-contre.

Il résulte de l'ensemble de ces chiffres que la consommation d'oxygène des coupes de rein est différemment modifiée chez le Rat et le Hamster. En exprimant la température par son inverse, $1/T$, où T est la température absolue, et la consommation d'oxygène par $\mathrm{Log}\,O^2$, on peut évaluer l'effet de la température sur la respiration par l'incrément thermique critique d'Arrhénius ([7]), ([8]) qu'on calcule à partir de la droite de la pente.

Dans le cas du Rat, nous trouvons la valeur de 13 319 (correspondant à une

(*) Séance du 19 juillet 1954.

([1]) A. Walther, *Du Bois Reymond Arch. Physiol.*, 1865, 25-61.

([2]) *Amer. J. Physiol.*, 166, 1951, p. 75-91.

([3]) P. O. Chatfield, A. F. Battista, Ch. P. Lyman et J. P. Garcia. *Amer. J. Physiol.*, 155, 1948, p. 179-185.

([4]) *Métabolisme cellulaire et métabolisme des tumeurs*, 2 vol. (trad. Aubel et Genevois), Alcan, Paris, 1928.

([5]) *Bull. Soc. Chim. biol.*, 33, 1950, p. 1062-1066.

([6]) *Biochem. et Biophys. Acta*, 4, 1950, 249-269.

([7]) S. Arrhenius, *Ergebn. Physiol.*, 7, 1908, p. 480-561.

([8]) W. J. Crozier, *J. gen. Physiol.*, 7, 1925, p. 123-126.

pente $b = 2\,895{,}5$, pour $N = 26$ valeurs; coefficient de corrélation $r = 0{,}984$) pour la consommation d'oxygène du tissu frais (poids moyen des rats : $203 \pm 15{,}5$ g). En ramenant la consommation d'oxygène au poids sec du tissu, l'incrément thermique critique est de 14 405,5. Le test t de variance des pentes b montre qu'il n'y a pas de différence significative entre les deux valeurs ($t = 1{,}205$ pour 48 degrés de liberté; p est situé entre 0,5 et 0,1).

Consommation d'oxygène de coupes de rein de Rat blanc (souche Commentry) et de Hamster ordinaire (Cricetus cricetus).

Rat blanc.

Température (°C).	O_2 consommé en mm³ par mg de tissu frais.	O_2 consommé en mm³ par mg de tissu sec.	Poids des animaux (g).	Nombre de mesures.
38....	2,399	20,090	209	4
34....	1,755	10,575	210	1
30....	1,632	10,630	198	3
26....	1,280	8,314	210	1
23....	1,039	7,344	203	8
18....	0,583	3,723	210	1
15....	0,433	2,919	196	4
10....	0,370	2,397	210	1
7....	0,233	1,454	198	3

Hamster.

Température (°C).	O_2 consommé en mm³ par mg de tissu frais.	O_2 consommé en mm³ par mg de tissu sec.	Poids des animaux (g).	Nombre de mesures.
38....	2,151	16,038	245	2
36....	1,952	12,870	240	1
34....	1,869	14,467	220	1
30....	1,570	10,644	305	2
26....	1,225	7,600	230	1
23....	0,896	6,246	235	2
20....	0,813	5,005	225	2
18....	0,727	4,586	380	1
15....	0,528	3,232	285	2
12....	0,427	3,204	230	1
10....	0,391	2,669	270	1
8....	0,377	2,427	200	2
7....	0,257	1,509	230	1
5....	0,269	1,786	240	1

Les valeurs que nous calculons pour le Hamster d'un poids moyen de 264 ± 43 g, sont les suivantes : l'incrément thermique critique est de 11 151 ($N = 20$, $b = 2\,424{,}2$, $r = 0{,}991$) pour la consommation du tissu frais. L'incrément thermique critique est de 11 761,2 ($b = 2\,556{,}8$, $r = 0{,}988$) pour la consommation d'oxygène du rein de Hamster réveillé, ramenée au poids sec. Les deux valeurs obtenues ne diffèrent pas ($p = 0{,}5$).

Mais si nous testons les valeurs des pentes b du tissu rénal de Rat et du tissu rénal de Hamster, nous constatons que le test t de variance des pentes est de 3,587 dans le cas du tissu frais, de 2,693 dans le cas du tissu sec. Dans les deux cas, $p < 0{,}01$, montre qu'il s'agit d'une différence hautement significative. Il en résulte que la température agit différemment sur la respiration cellulaire d'un tissu (rein) d'Homéotherme ou d'Hibernant.

Conclusions. — L'incrément thermique critique de la respiration *in vitro* de tissu rénal est différent chez le Rat blanc et le Hamster ordinaire, réveillé en été.

AÉROSOLOGIE. — *Sur le coefficient de reflux de certains appareils d'aérosolthérapie.* Note (*) de M. **Raymond Boucher** et M[lle] **Germaine Lenoble**, présentée par M. Gustave Ribaud.

De récentes études ([1]) ont souligné l'importance de l'allure des distributions particulaires pour les aérosols utilisés en thérapeutique. La théorie et l'expérience ont montré ([2]) en effet que le spectre granulométrique des dispersions liquidiennes médicamenteuses doit culminer pour certains cas au-dessus de 5 μ (voies aériennes supérieures) tandis que pour d'autres il doit être maximum aux environs de 0,2 μ (voies aériennes profondes). Enfin il est parfois intéressant d'employer un spectre très étalé (otho-rhino-laryngologie) tandis que pour d'autres applications (traitement transpulmonaire) on a avantage à utiliser une distribution en pic avec un écart type très faible. Pour produire ces différentes distributions particulaires, les générateurs d'aérosolthérapie utilisent des principes variés tels que l'atomisation pneumatique, la pulvérisation avec obstacle et reflux, le fractionnement d'un voile liquide par ondes ultrasonores, la centrifugation, etc.

Dans la présente série d'études nous avons concentré notre attention sur des générateurs d'aérosols médicaux de types différents qui sont décrits ci-après :

Type A : La tête de pulvérisation pneumatique émet une dispersion liquidienne dont le spectre granulométrique s'étend et culmine vers des dimensions supérieures à celles utilisées en thérapeutique. Afin de ramener la distribution corpusculaire à la taille et à la forme requises, on dispose une série d'obstacles au-dessus du jet de pulvérisation. Les microgouttelettes de trop grande masse sont alors collectées sur ces obstacles et refluées directement dans le godet alimentant le pulvérisateur.

Type B. — La tête d'atomisation pneumatique émet directement un aérosol médicamenteux ayant l'état de dispersion voulu (spectre et taille moyenne). Les microgouttellettes sont donc immédiatement inhalables avec un maximum d'efficacité. Cependant par suite du rétrécissement imposé au jet particulaire (à cause de la faible section de l'embout pulmonaire) une partie des microvésicules peut encore heurter les parois du haut de la colonne et vient refluer ensuite dans le godet d'alimentation de l'atomiseur.

Le but de notre travail était d'évaluer dans des conditions bien déterminées l'intensité du reflux pour les appareils des deux types ci-avant définis. Nos

(*) Séance du 2 août 1954.

([1]) R. Boucher et G. Lenoble, *Mines* n° 2, 1954, p. 90-118; L. Dautrebande, *l'Aérosologie*, 1951, J. B. Baillière, éditeur.

([2]) C. N. Davies, *Brit. Jour. Industri. Med*, 6, 1949, p. 245-253.

expériences ont porté sur deux colonnes différentes du type A et sur une colonne du type B. Pour les deux colonnes du type A le système d'obstacles était constitué soit : (appareil n° 1) par une sphérule en verre placée à 1 cm au-dessus de la tête de pulvérisation avec en plus quelques chicanes (pointes de verre) à la partie supérieure du dispositif, soit (appareil n° 2) par un assemblage de grilles en nylon de forme circulaire qui étaient fixées à une distance moyenne de 10 cm au-dessus du point d'émission.

Pour déterminer le coefficient de reflux ([3]) α de chaque appareil dans les conditions types d'utilisation, le liquide reflué était collecté au bas de la colonne dans un récipient spécial. La hauteur de la solution dans le godet d'alimentation était maintenue à un niveau voisin de celui du liquide dans un montage normal.

Les résultats expérimentaux suivants ont été enregistrés (chaque chiffre portant sur une moyenne de 5 à 10 expériences)

Liquide aérosolisé.	Numéro et type d'appareil.	Vitesse de l'air à « *vena contracta* » (m/sec).	Volume de liquide passé dans la tête d'atomisation (cm³).	$\frac{Q_a}{Q_l}$ ([4]).	Coefficient de reflux α.
Alcool éthylique à 95° B rectifié...	A I	163	1648	210	0,970
	A II	60	484,5	484	0,949
	B III	312	28	1 904	0,746
Eau distillée....................	A I	163	1669	208	0,994
	A II	60	549	400	0,994
	B III	312	18,2	2 930	0,900
Goménol en sol aqueuse à 20 %...	A I	163	1251	277	0,983
	A II	60	560	430	0,980
	B III	312	15,4	3 570	0,863

De l'examen du tableau il ressort assez nettement que les appareils à atomisation directe (type B III) avec une forte vitesse d'éjection à « *vena contracta* » ont un « coefficient de reflux » α plus faible que les appareils employant la pulvérisation pneumatique avec chicanes et obstacles. Par conséquent il faut s'attendre à ce que ces derniers appareils provoquent plus facilement une reconcentration ou une altération des solutions médicamenteuses aérosolisées

([3]) Nous proposons d'appeler « coefficient de reflux » α, le rapport du volume de liquide reflué au volume de liquide passé dans la tête de l'atomiseur (ou du pulvérisateur) pendant un temps déterminé (ici dans nos expériences choisi égal à 20 mn).

([4]) Le terme $\frac{Q_a}{Q_l}$ explicite le rapport du débit d'air à « *vena contracta* » vis-à-vis du débit de liquide passé dans la tête de l'atomiseur pendant la même unité de temps.

en fin d'émission ([5]). Dans une autre publication nous montrerons que ceci a été vérifié expérimentalement et que le coefficient α n'est pas la seule variable importante à définir dans de telles études.

([5]) Ce phénomène a déjà été signalé par différents auteurs dont en particulier E. Brun, R. Tiffeneau et R. Caron, *Semaine des Hôpitaux de Paris*, N° 27, 21 juillet 1947, ainsi que E. H. Biancani et R. Tiffeneau, *Journées thérapeutiques de Paris*, 293-323 (1946).

La séance est levée à 15 h 20 m.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de juillet 1954.

Formation des continents et progression de la vie, par Henri et Geneviève Termier, in *Évolution des Sciences*. Paris, Masson et Cie, 1954; 1 vol. 23 cm (présenté par M. P. Fallot).

Les mers polaires, par Jules Rouch, in *Bibliothèque de philosophie scientifique*. Paris, Flammarion, 1954; 1 vol. 19,5 cm.

Monographies des probabilités. Fasc. III. *Étude critique de la notion de collectif*, par Jean Ville. Fasc. IV. *Les principes fondamentaux du calcul des probabilités et la théorie de l'assurance-maladie*, par Jules Dubourdieu. Préface de Henri Galbrun. Paris, Gauthier-Villars, 1939; 2 vol. 25 cm.

Congrès géologique international. Comptes rendus de la dix-neuvième session. Alger, 1952. Section IX. Extrait fasc. 9. *Contribution de la géophysique à la géologie*, par Jean Lagrula. Alger, 1954; 1 fasc. 27 cm.

La cartographie mondiale. Vol. II, 1952. New York, Nations unies, 1953; 1 fasc. 28 cm.

Laplace transforms for electrical engineers, by B. J. Starkey. London, Iliffe and Sons, Ltd., 1954; 1 vol. 22 cm.

On the congruence of sets and their equivalence by finite decomposition, by Waclaw Sierpinski. Lucknow University, 1954; 1 vol. 22 cm.

Carte géologique du massif du Mont-Blanc. (Partie française), à l'échelle du 1/20 000e, par Paul Corbin et Nicolas Oulianoff. 1 planche 58 × 45 cm.

La feuille Mont-Blanc (sommet) de la carte géologique au 1/20 000e, par Nicolas Oulianoff. Extrait *du Bull. soc. vaud. sc. nat.* Vol. LXV, n° 282, 1952; 1 page 24,5 cm.

The nature of science and other lectures, by Edwin Hubble. San Marino (California), The Huntigton Library, 1954; 1 vol. 22 cm.

Université de Paris. Les Conférences du Palais de la Découverte. Série A, n° 193 : *L'agitation thermique dans les cristaux et la diffusion des rayons* X, par Jean Laval. Série D, n° 30 : *Les Savants d'Arcueil et la science au* XIXe *siècle*, par Maurice Daumas. Paris, Palais de la Découverte, 1954; 2 fasc. 18 cm.

Regards sur le passé du remède électricité. I. *Les purgations électriques au* XVIIIe *siècle*, par Jean Torlais, in *Feuilleton de la Revue d'histoire de la Pharmacie.* Fascicule A, juin 1954; 1 fasc. 22,5 cm.

Sonderhefte der zeitschrift für Vermessungswesen. Heft 1. *Beiträge zur Fehlertheorie der Schwerereduktion von Nivellements*, von Karl Ramsayer. Stuttgart, Verlag Konrad Wittwer, 1954; 1 fasc. 24 cm.

Sonderabdruck aus der « Zeitschrift für Vermessungswesen ». Heft 5. *Vergleichverschiedener Schwerereduktionen von Nivellements*, von Karl Ramseyer. Stuttgart, Konrad Wittwer, 1954; 1 fasc. 25 cm.

International Union of geodesy and geophysics. *Thailand. Report on the geodetic werk of the Survey department for the period* 1939-1954, *presented at the tenth general Meeting of the Association of Geodesy.* Rome, september 1954. Bangkok, Survey Department, 1954; 1 fasc. 28,5 cm.

Bodas de oro de la Real Sociedad española de fisica y quimica, 15-21 *abril* 1953. *Cronica de los actos commemorativos, Conferencias generales. Coloquios y sesiones cientificas.* Madrid, 1954; 1 vol. 24 cm.

Union géodésique et géophysique internationale. Association de météorologie. Réunion de Rome, 14-25 septembre 1954. *Programme. Résumé des Communications.* Publication A. I. M. n° 10/*a*. Bruxelles. Institut royal météorologique de Belgique, juin 1954; 1 fasc. 24,5 cm.

Persistance du type de Mechta-el-Arbi en Afrique du Nord, par Pierre A. Vassal. Extrait des *Actes du IVe Congrès international des Sciences anthropologiques et ethnologiques.* Tome I. Vienne, 1952; 1 fasc. 24 cm.

Esprit et méthode. 4. *Vitesse et univers relativiste*, par Jean Abelé et Pierre Malvaux. Préface de Henri Villat. Note finale de O. Costa de Beauregard. Paris, Société d'Édition d'Enseignement supérieur, 1954; 1 vol. 18,5 cm.

Essai de physiognomonie d'après des portraits modernes, par Edgar Goldschmid. Extrait du *Scalpel*, n° 44, 1er novembre 1952, s. l. n. d.; 1 fasc. 26 cm.

Nosologia naturalis, by Edgar Goldschmid. Reprinted from *Science, medicine and history*. Oxford University Press, 1953; 1 fasc. 25,5 cm.

Arbeitsgemeinschaft für Forschung des Landes Nordhein-Westfalen. 3. Folge. Im Auftrage des Minister-präsidenten Karl Arnold, herausgegeben von Staatssekretär Professor Leo Brandt. Köln und opladen, Westdeutscher Verlag, s. d.;1 vol. 23 cm.

Commission de coopération technique en Afrique au sud du Sahara. *Comptes rendus de la troisième Conférence internationale pour la protection de la faune et de la flore en Afrique. Bukavu* 26-31 *octobre* 1953. *Congo belge.* Bruxelles, Direction Agriculture. Forêts et Élevage du Ministère des Colonies et Union internationale pour la protection de la nature; 1 vol. 24,5 cm.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 22 mars 1954.)

Note présentée le même jour, de MM. *Henri Gault* et *Jacques Gilbert*, Sur l'alcool et l'aldéhyde *p*-benzyl-benzyliques :

Page 1326, ligne de formules, *au lieu de*

$$C_6H_5-CH_2-C_6H_4-O-\vdots-MgCl$$
$$H-\vdots-OH$$

lire

$$C_6H_5-CH_2-C_6H_4-CH_2-O-\vdots-MgCl$$
$$H-\vdots-OH$$

(*Comptes rendus* du 9 juin 1954.)

Note présentée le même jour, de M. *Karl Egil Aubert*, Généralisation de la théorie des *r*-idéaux de Prüfer-Lorenzen :

Page 2215, 7e ligne, formule (3), *au lieu de* $\mathfrak{ab}_r \subseteq \mathfrak{b}_r \cup (\mathfrak{ab})_r$, *lire* $\mathfrak{ab}_r \subseteq \mathfrak{b}_r \cap (\mathfrak{ab})_r$.